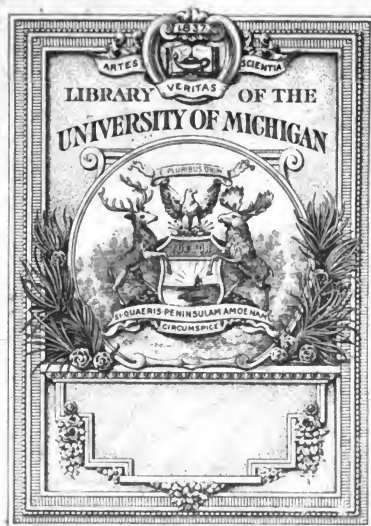
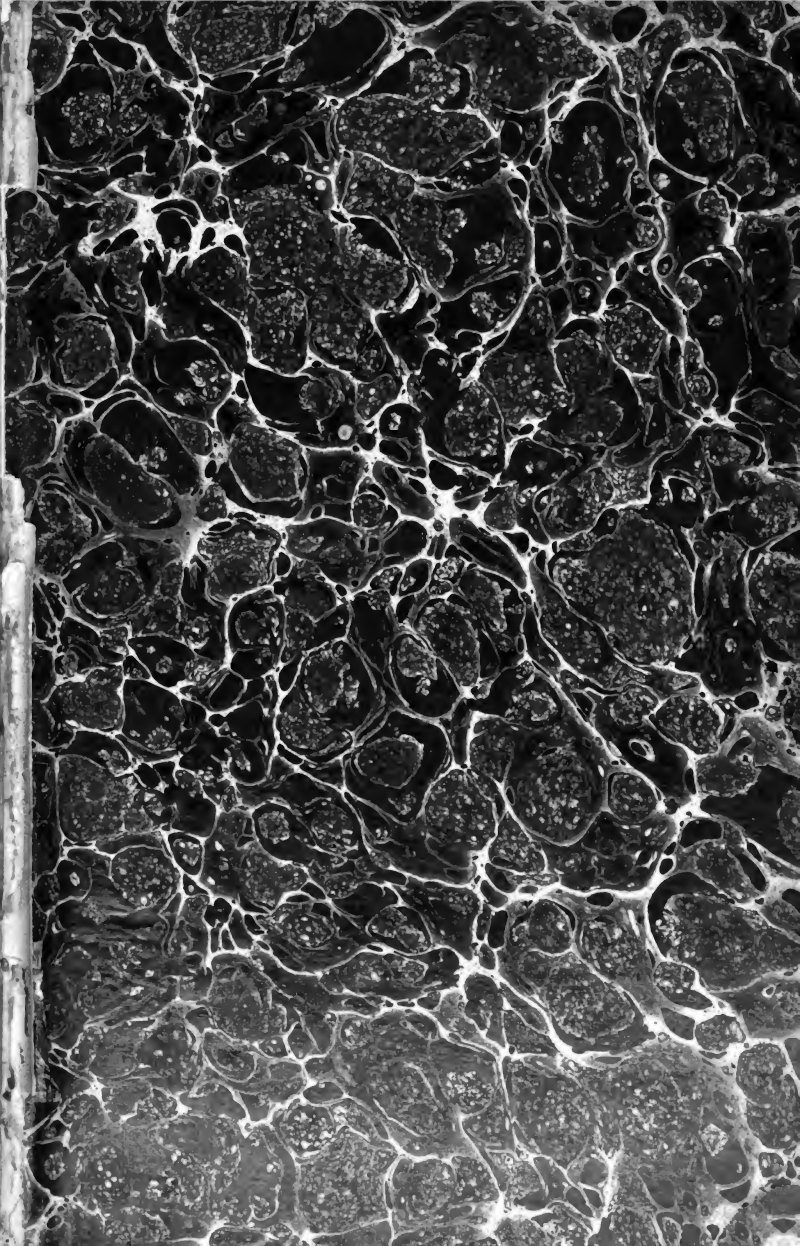


ANNALEN DER PHYSIK







4-1-2;
QC
A613

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXV.

ANNALEN
DER
PHYSIK
UND
CHEMIE.

FÜNFTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON
J. C. POGGENDORFF.

FUNFZEHNTER BAND.

NEBST SECHS FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1868.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

ANNALEN
DER
P H Y S I K
UND
C H E M I E.



HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTFÜNFUNDREISSIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDELFTER.

NEBST SECHS FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1868.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

I n h a l t

des Bandes CXXXV der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

	Seite
I. Die thermischen und chemischen Axen im 2 + 1 gliedrigen Gyps und im 1 + 1 gliedrigen Kupfervitriol; von C. Pape	1
II. Orientirung der Wärmeleitungsfähigkeit einaxiger Krystalle; von V. v. Lang	29
III. Ueber schiefwinkliche optische Elasticitätsaxen; von A. Schrauf	43
IV. Ueber Farbenbestimmung der Gestirne; von F. Zöllner	59
V. Ueber die sogenannte Magnetisirungsconstante; von A. Oberbeck	74
VI. Ueber die Lichtabsorption der Luft; von H. Wild	99
VII. Beobachtungen über den Einfluß der Temperatur auf die Elektrolyse; von E. Warburg	114
VIII. Ueber die von der Influenzmaschine erzeugte Elektrizitätsmenge nach absolutem Maafse; von F. Kohlrausch	120
IX. Elektrisches Vibrations-Chronoskop; von W. Beetz	126
X. Ueber den Einfluß der Dalton'schen Theorie auf die barometrische Höhenmessung und die Eudiometrie; von K. L. Bauer	135

	Seite
XI. Ein neuer Adhäsionsapparat; von G. Krebs	144
XII. Bestätigung der Relation $T = a^3 / Q^2$ mit Hilfe der magnetischen Compensationsmethode; von L. Kulp	148
XIII. Untersuchungen über die gegenseitigen Schwächungen der magnetischen Actionen beim Aufeinanderlegen von Lamellen mit Hilfe der magnetischen Compensationsmethode; von Demselben	151
XIV. Eine neue galvanische Kette, respective Batterie für Aerzte und Physiker; von Pincus	167
XV. Darstellung eines künstlichen Spectrums mit einer Fraunhofer'schen Linie; von A. Wüllner	174
(Geschlossen am 12. October 1868.)	

Zweites Stück.

I. Magnetische Untersuchungen; von G. Wiedemann	177
Ueber den Magnetismus der chemischen Verbindungen.	
II. Untersuchung über die magnetische Polarisationsdrehung; von A. de la Rive	237
III. Ueber die Entladung der Elektricität durch verdünnte Luft; von C. Schultz	249
IV. Anwendung der allgemeinen Theorie der Bewegung eines elastischen Stabes auf die Ableitung der Differentialgleichungen für die St. Petersburger Experimente über den Elasticitätsmodul der Metalle; von M. Okatow	260
V. Zur Erklärung der Versuche von B. Stewart und P. G. Tait über die Erwärmung rotirender Scheiben im Vacuum; von O. E. Meyer	285
VI. Studium der chemischen Reactionen mittelst der von der Säule entlehnten Wärme; von P. A. Favre	293

	Seite
VII. Untersuchungen über die Elektrolyse; von Demselben . . .	300 ✓
VIII. Ueber die Spectren der Blitze; von A. Kundt	315
IX. Bestimmung der elektromotorischen Kraft, der Polarisaton und des Widerstands geschlossener galvanischer Ketten mit Hülfe der Wheatstone'schen Brücke; von A. Paalzow	326 ✓
X. Ueber die Gestalt der Flamme des Bunsen'schen Brenners; von A. Poppe	330
XI. Ueber die elektromotorische Kraft der Gase; von C. Kuhn . .	331 ✓
XII. Neue Erfahrungen im Gebiete der elektrischen Lichterscheinun- gen; von H. Geißler	332
XIII. Antwort auf eine Behauptung des Prof. J. Müller; von J. Rheinauer	335

(Geschlossen am 27. October 1868.)

Drittes Stück.

I. Untersuchungen über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren; von A. Kundt	337
II. Ueber die Ausdehnung starrer Körper. Zweite Abhandlung von H. Fizeau	372
III. Studien über die Veränderungen magnetischer Actionen beim Aneinanderstoßen und Trennen der Streichmagnete mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode; von L. Kulp	395
IV. Die Stärkungen der magnetischen Actionen durch Anlegen von weichem Eisen, nachgewiesen mit Hülfe der magnetischen Com- pensationsmethode; von Demselben	410
V. Ueber die Bedeutung der Isolatoren in der Elektrizitätslehre; von Th. Schwedoff	418
I. Erwärmung bei Entladung eines Condensators.	

	Seite
VI. Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath	437
21. Ueber den Tridymit, eine neue krystallisirte Modification der Kieselsäure S. 437. — 22. Ueber die Winkel der Feldspathkrystalle S. 454.	
VII. Ueber eine veränderte Construction der Elektrisirmaschine; von A. Kundt	484
VIII. Ueber die volumetrische Jodbestimmung der Jodsäure und Ueberjodsäure und ihrer Salze; von C. Rammelsberg . . .	494
IX. Berichtigung zum Aufsatz V dieses Hefts; von Th. Schwedoff	495
X. Neue constante Säule	496
(Geschlossen am 24. November 1868.)	

Viertes Stück

I. Ueber die Spectra einiger Gase in Geißler'schen Röhren; von A. Wüllner	497
II. Untersuchung über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren; von A. Kundt (Schluß)	527
III. Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath (Fortsetzung)	561
23. Chemische Zusammensetzung des Laacher Sanidins S. 561. — 24. Neue Kalkspathformen aus dem Melaphyrs der Nahe S. 572. — 25. Olivin in den Laacher Sanidin- Auswürflingen S. 579. — 26. Olivin-Zwilling vom Vesuv S. 581. — 27. Babingtonit von Baveno S. 583. — 28. Cal- citkrystalle (Freiesleben) vom Dollart in Ostfriesland S. 588.	
IV. Ueber die Krystallformen von Salzen einiger vom Phenol sich ableitenden Sulfosäuren; von Demselben	591
V. Ueber die von Gaußs angeregte neue Auffassung der elektrody- namischen Erscheinungen; von R. Clausius	606

VI. Ueber die Capillaritäts-Constanten geschmolzener Körper; von G. Quincke	621
VII. Krystallographisch-optische Untersuchungen; von P. Groth. .	647
VIII. Ueber Steinsalzbildung; von Dr. Mohr.	667
IX. Neuer Apparat zur Messung der thermischen Ausdehnung fester Körper; von Dr. J. Müller	672

(Geschlossen am 18. December 1868.)

Nachweis zu den Figurentafeln.

- Taf. I. — Pape, Fig. 1 u. 2, S. 8; Fig. 3, S. 14. — Fizeau, Fig. 4, S. 384; Fig. 5, S. 387; Fig. 6, S. 390; Fig. 7, S. 391; Fig. 8, S. 392; Fig. 9, S. 393; Fig. 10, S. 394. — Beetz, Fig. 11, S. 128; Fig. 12, 13 u. 14, S. 129.
- Taf. II. — Oberbeck, Fig. 1, S. 94 u. 98. — Wild, Fig. 2, S. 99. — Krebs, Fig. 3 u. 4, S. 146.
- Taf. III. — Kùlp, Fig. 1 u. 2, S. 149; Fig. 3, S. 152; Fig. 4, S. 153; Fig. 5, S. 155; Fig. 6, S. 161; Fig. 7 u. 8, S. 397; Fig. 9 u. 10, S. 401; Fig. 11, 12 u. 13, S. 408; Fig. 14 u. 15, S. 409; Fig. 16, S. 410; Fig. 17 u. 18, S. 413; Fig. 19, S. 415. (Die letzten vier Figuren sind im Text fälschlich als Fig. 1, 2, 3, 4 Taf. III bezeichnet).
- Taf. IV. — Kundt, Fig. 1, S. 347; Fig. 2 u. 3, S. 353; Fig. 4, S. 365 u. 539; Fig. 5, S. 365; Fig. 6, S. 539; Fig. 7, S. 540; Fig. 8, S. 541; Fig. 9, S. 554; Fig. 10, S. 555.
- Taf. V. — G. vom Rath, Fig. 1 bis 19^a, S. 589; Fig. 20 bis 27^a, S. 606.
- Taf. VI. — Kundt, Fig. 1, S. 486; Fig. 2, S. 492. — J. Müller, Fig. 3 u. 4, S. 672; Fig. 5, S. 674.

I. Die thermischen und chemischen Axen im 2 + 1 gliedrigen Gyps und im 1 + 1 gliedrigen Kupfervitriol; von Carl Pape.

Im 133. Bande dieser Annalen, S. 390, ist am Schlusse der Abhandlung über das Verwitterungsellipsoid und das rechtwinklige krystallographische Axensystem des Kupfervitriols die Frage nach dem Zusammenhange zwischen den verschiedenen an Krystallen beobachteten physikalischen Axensystemen besprochen worden. Ein solcher Zusammenhang scheint nach den vorhandenen, allerdings immer noch nicht sehr zahlreichen Beobachtungen kaum zu bezweifeln zu seyn. An eine selbst nur annäherungsweise Lösung dieser Frage konnte bei dem augenblicklichen geringen Umfange unserer Erfahrungen auf diesem Gebiete nicht gedacht werden, es war deshalb hauptsächlich auch nur die Absicht, sie von Neuem anzuregen, an das bereits Bekannte zu erinnern und durch Vergleich mit neueren Resultaten der weiteren Forschung neue Anhaltspunkte zu bieten. Es wurde hervorgehoben, daß alle mit der Richtung veränderlichen physikalischen Erscheinungen an Krystallen sich auf rechtwinklige Axen beziehen und daß diese Axen für gewisse Erscheinungen gemeinsame sind, für andere dagegen eine jedesmal andere Lage haben; ferner, daß ihre Lage zum Theil eine unveränderliche ist, zum Theil von der Temperatur abhängt, und daß die Ebenen der ersteren, wenn auch nicht immer die Axen selbst, für die symmetrische Vertheilung aller übrigen Erscheinungen bestimmend zu seyn scheinen.

Zu der Klasse der festen Axen gehört zunächst das ther-

Poggendorff's Annal. Bd. CXXXV. 1

mische Axensystem, welches in den Krystallen die Richtungen der Gränzwerte der durch Wärme oder äusseren gleichmässigen Druck bedingten Dilatationen bestimmt. Dasselbe muſs seiner Natur nach eine von der Temperatur unabhängige Lage haben. Bei den Krystallen mit vollkommener Symmetrie fällt es mit dem rechtwinkligen krystallographischen Axensysteme zusammen und auch mit dem chemischen, da das Zusammenfallen dieser beiden nachgewiesen ist. Aus der Bedeutung dieser Axensysteme und ihren direkten gemeinsamen Beziehungen zu der Anordnung der kleinsten Theile der Krystalle wurde gefolgert, daſs auch die beiden letztgenannten Axensysteme ihre Lage mit wechselnder Temperatur nicht ändern könnten.

Für die Entscheidung der Frage nach dem Zusammenhange der verschiedenen physikalischen Axensysteme wird man bei der Wahl eines bestimmten Axensystemes zum Ausgangspunkte ohne Zweifel einem solchen den Vorzug geben müssen, welches durch seine feste Lage nicht allein einen sicheren Anhalt für Vergleiche, sondern auch die innere Wahrscheinlichkeit bietet, daſs von ihm die übrigen Systeme mit abweichender Lage sich ableiten lassen. Für die Krystalle mit voller Symmetrie kann die Schwierigkeit bei der Wahl sich nicht in dem Maſse geltend machen, wie bei den $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Krystallen, da dort die verschiedensten rechtwinkligen Axensysteme bekannt und ihrer Lage nach durch die krystallographische Symmetrie gegeben sind. Bei den unsymmetrischen Krystallen des $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Systemes dagegen ist dieſs nicht der Fall. Die nächste Aufgabe muſs also seyn, für diese Systeme die Möglichkeit und das Vorhandenseyn rechtwinkliger Axen nachzuweisen und unter diesen dann die mit fester Lage zu ermitteln. Es hat diese Aufgabe nicht bloſs einen rein physikalischen, theoretischen Werth, die Wichtigkeit ihrer Lösung erstreckt sich nicht allein auf die Beziehungen, die dadurch vielleicht zwischen den verschiedenen Axensystemen erkannt werden, sie ist vielmehr auch geeignet, eine richtigere und mit den übrigen Erscheinungen mehr in Einklang

stehende Ansicht über die krystallographische Natur der Krystalle dieser eigenthümlichen Systeme anzubahnen.

Es sind früher für den $2 + 1$ gliedrigen Gyps¹⁾ und den $1 + 1$ gl. Axinit²⁾, die man auf schiefwinklige Axen zu beziehen pflegt, aus rein krystallographischen Gründen rechtwinklige krystallographische Axen abgeleitet, für deren Zulässigkeit die Einfachheit der darauf bezogenen Flächenzeichen spricht. Ebenso sind für den $2 + 1$ gliedrigen Eisenvitriol³⁾ und in der Anfangs erwähnten Abhandlung für den $1 + 1$ gliedrigen Kupfervitriol aus Verwitterungsbeobachtungen rechtwinklige Axensysteme abgeleitet, auf die sich die Erscheinung der Verwitterung sowohl, wie die krystallographischen Formen in einfacher Weise beziehen lassen. Würden für das $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrige Krystallsystem, wie hiernach wahrscheinlich, solche rechtwinklige krystallographische Axen in Wirklichkeit existiren, so müßten sie aus denselben Gründen, wie bei den übrigen Systemen, auch mit den thermischen Axen der $2 + 1$ und $1 + 1$ gl. Krystalle zusammenfallen, und wie diese eine von der Temperatur unabhängige feste Lage haben.

Aus den Entwicklungen von F. Neumann⁴⁾ und C. Neumann⁵⁾ folgt die Existenz eines von der Temperatur unabhängigen thermischen Axensystemes auch für diese Krystallsysteme. Dasselbe muß also der natürliche Ausgangspunkt für die weitere Untersuchung seyn. In dem Nachweise seines Zusammenfallens mit den ermittelten chemischen Axen würde ein neuer und entscheidender Grund dafür zu sehen seyn, daß diese Axen auch als krystallographische Axen in der Natur begründet sind. Ferner würde die auch praktisch wichtige Folgerung daraus zu ziehen seyn, daß die, je nach dem besonderen Falle für zweckmäfsig gehaltenen

1) F. Neumann, diese Ann. Bd. 27.

2) F. Neumann, diese Ann. Bd. 4.

3) Diese Ann. Bd. 125.

3) A. a. O.

5) Diese Ann. Bd. 114.

tene Bestimmung, entweder des chemischen oder des thermischen Axensystemes, auch für die unsymmetrischen $2 + 1$ und $1 + 1$ gl. Krystalle die naturgemäßen krystallographischen Axen bestimmte.

So sehr auch die angeführten Thatsachen und allgemeinen Gründe für die Existenz und das Zusammenfallen der drei genannten Axensysteme auch bei den nicht symmetrischen Krystallen sprechen, so würde doch der direkte Nachweis immer noch zu führen und allein im Stande seyn, die Frage definitiv zu entscheiden. Die der direkten Beobachtung hier allein zugänglichen chemischen und thermischen Axen, namentlich die letzteren, sind bei Krystallen des $2 + 1$ und $1 + 1$ gl. Systemes mit Ausnahme des einen Falles beim Gyps nicht bekannt. Diese Gründe sind es, welche mich veranlaßt haben, meine bisherigen Beobachtungen auf diesem Gebiete in diesem Sinne auszudehnen. Es ist versucht, zunächst für den $2 + 1$ gl. Gyps das noch nicht bekannte chemische Axensystem zu ermitteln, und für den $1 + 1$ gl. Kupfervitriol die thermischen Axen zu bestimmen. In der vorliegenden Abhandlung sind diese Untersuchungen enthalten und die Resultate derselben mitgetheilt, aus denen nun in der That die gleiche Lage für die thermischen, chemischen und krystallographischen Axen dieser $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Krystalle hervorgeht, wie sie erwartet war.

I. Ermittlung der chemischen Axen im Gyps. 1)

Von den etwa 14 verschiedenen am $2 + 1$ gl. Gyps überhaupt beobachteten Formen treten an der großen Mehrzahl der Krystalle gewöhnlich nur 4 auf. Dazu gehören zunächst die meistens vorherrschend ausgebildete geschobene Säule *f* und die dem ersten Blätterdurchgange mit Perlmutterglanz, also der Symmetrieebene parallele gerade Abstumpfung ihrer scharfen Seitenkanten; die Abstumpfung ihrer stumpfen Seitenkante wird von dem zweiten Blätter-

1) F. Neumann, diese Ann. Bd. 27.

durchgange mit muscheligem Bruche gebildet. Die dritte und vierte Form, beide 2gliedrig, sind die Diagonalfächen n und l . Die stumpfe Kante der ersteren wird von dem der vorderen schiefen Endfläche parallelen dritten Blätterdurchgange mit faserigem Bruche abgestumpft.

An sämmtlichen mir zur Verfügung stehenden Krystallen waren die genannten Flächen vorhanden, besonders gut ausgebildet, vollkommen eben und spiegelnd an einer Reihe von selten schönen Exemplaren aus Bex von etwa 30^{mm} Länge und 5 bis 10^{mm} Dicke. An mehreren schönen, etwas gelblich gefärbten schlesischen Krystallen von 30 bis 60^{mm} Länge und 20 bis 30^{mm} Dicke waren die natürlichen Flächen mit Ausnahme der Fläche f an einem Exemplare zwar rauh und faserig gestreift, aber der erste Blätterdurchgang war in grosser Vollkommenheit vorhanden, und gab sehr grosse ebene und gut spiegelnde Flächen. Die ersteren stammen aus der namentlich an schönen Gypsen sehr reichen Sammlung des Hrn. Prof. Dr. Lebert, die letzteren aus der des Hrn. Ober-Bergrath Runge in Breslau, von denen sie mir mit der grössten Liberalität für die Untersuchung zur Verfügung gestellt wurden.

Aufser diesen war ich selbst noch im Besitze einiger grossen Krystalldrusen aus dem Thonlager bei Walle in der Nähe von Celle, deren einzelne oft 30^{mm} lange und 20^{mm} dicke Krystalle in Form und Oberflächenbeschaffenheit den schlesischen ähnlich, im Uebrigen aber äusserlich weniger gut ausgebildet waren. Ihre Flächen waren namentlich durch anhaftende Theile von Thon, Kalk und Schwefelkies unvortheilhaft verändert. Im Inneren dagegen waren sie vollkommen farblos und klar, und die durch Spaltung erzeugten Flächen des ersten Blätterdurchganges waren vollkommen eben und glänzend spiegelnd, wie die besten natürlichen Flächen.

Die Verwitterung wurde in ähnlicher Weise bewirkt, wie bei den früher untersuchten Salzen, nur mit dem Unterschiede, dafs statt des einfachen Luftbades ein solches in Verbin-

dung mit einem konisch geformten Oelbade zur Anwendung kam. Diese Abänderung wurde getroffen, um bei der schwierigeren Verwitterung des Gypses die dazu nöthige höhere Temperatur mit Sicherheit lange Zeit constant erhalten zu können. Der Wasserverlust beginnt bei etwas weniger als 100°C. , im Uebrigen in derselben Weise, wie bei anderen Krystallen.

Sehr verschieden ist die Art der Verwitterung bei den verschiedenen untersuchten Gypskrystallen, je nach der Beschaffenheit der Flächen. Die schlesischen Krystalle und die aus Walle verwittern auf den natürlichen Flächen, wahrscheinlich in Folge ihrer unvollkommenen Ausbildung, ohne grössere gesonderte Verwitterungsflecke zu geben, an allen Stellen fast gleichzeitig, so dafs die Flächen wie mit einem weissen Hauch überzogen erscheinen, auch wenn die Zersetzung eben erst begonnen und ein Eindringen derselben in das Innere des Krystalls noch nicht zu erkennen ist. Auf den glänzenden ebenen Flächen der Krystalle aus Bex dagegen bilden sich gesonderte Flecke von bestimmt ausgeprägter elliptischer Form, deren entsprechende Axen auch hier innerhalb der Gränzen jeder Fläche genau parallel laufen und auf den verschiedenen Flächen eine solche Lage haben, wie sie der Existenz eines Verwitterungsellipsoïdes entsprechen. Bei der grossen Zahl der Flecke, die auf Flächen von nur 50 bis 70^{qmm} häufig mehrere hundert beträgt, können sie, ohne sich zu berühren und in einander zu verwachsen, sich nicht frei zu einer einigermafsen genau mefsbaren Gröfse ausbilden. Auf den meisten der Verwitterung unterworfenen Krystallen dieser Art war die Zahl der gut ausgebildeten Ellipsen eine sehr geringe, die Flecke hatten in der grossen Mehrzahl das Aussehen feiner parallelen Striche, wie es früher beim Zinkvitriol beschrieben ist.

Unter diesen Umständen war es nicht möglich, die Flecke zu einer Bestimmung des Verwitterungsellipsoïdes am Gypse zu benutzen. Die Aufgabe würde hier, abgesehen von dieser Schwierigkeit, auch deshalb schon eine nicht

ganz einfache gewesen seyn, weil ein Parallelismus einer Zonenaxe mit den Ellipsen der zugehörigen Flächen nicht vorlag, also eine theilweise vorläufige Feststellung der Lage des Ellipsoïdes nicht möglich war. Es schien somit unmöglich zu seyn, die beabsichtigte Bestimmung der chemischen Axen des Gypses durchzuführen. Weitere Versuche mit den an und für sich wenig werthvollen Krystallen aus Walle zeigten indess, daß die Fläche des ersten Blätterdurchganges gut ausgebildete elliptische Flecke von hinreichender Gröfse lieferte, die sich vorzüglich zu Messungen eigneten, und es fragte sich, ob die Beobachtung dieser Flecke allein nicht vielleicht genügen würde, wenigstens die Lage der chemischen Axen festzustellen, worauf es bei der gestellten Aufgabe doch hauptsächlich ankam.

Es konnte das bei der Beschränkung auf die Beobachtung einer einzigen Ellipsenart, des Schnittes des Ellipsoïdes durch eine einzige Fläche, natürlich nur möglich seyn, wenn die Untersuchung nur darauf gerichtet wurde, zu prüfen, ob die Richtung der Ellipsenaxen mit den als bekannt angenommenen chemischen Axen in Uebereinstimmung war. Mit Rücksicht auf die an anderen Krystallen gemachten Erfahrungen war anzunehmen, daß die chemischen Axen mit den natürlichen, rechtwinkligen, krystallographischen Axen zusammenfallen würden. Diese waren nun zwar mit Sicherheit nicht bekannt, die Resultate von F. Neumann's Untersuchungen machten es aber wahrscheinlich, daß das von ihm ermittelte thermische Axensystem auch das natürliche krystallographische wäre, weil es für die darauf bezogenen Flächen sehr einfache Flächenzeichen giebt. Es wurde also die Frage zu entscheiden versucht, ob die Lage der auf der Symmetrieebene beobachteten Ellipsen die Annahme zuliesse, daß die thermischen Axen auch die chemischen wären, von denen nach der Natur des Krystalls und der chemischen Axen zwei jedenfalls in der Symmetrieebene und die dritte senkrecht dazu liegen mußte. Bestätigte sich diese Erwartung, so war damit das Zusammenfallen der beiden Axensy-

steme festgestellt und gleichzeitig bewiesen, daß das nun vorliegende eine feste Axensystem auch das naturgemäße krystallographische ist.

Von den thermischen Axen liegt eine senkrecht zu der Symmetrieebene und die beiden anderen in derselben so, daß eine von ihnen den Winkel zwischen den geraden Abstumpfungen der Flächen f und v (Fig. 1, Taf. I) halbirt. Die in der Symmetrieebene gelegenen Kanten der Flächen l , f , n liegen so, daß die Winkel der normalen $l/l:f/f = 127^{\circ} 44'$, $f/f:n/n = 113^{\circ} 46'$, $n/n:l/l = 118^{\circ} 30'$, $v/v:l/l = 28^{\circ} 16'$ sind. Es muß also die eine thermische Axe mit der Normale von v/v oder von f/f den Winkel von $40^{\circ} 16'$ einschließen.

Die benutzten Spaltstücke waren in der Regel durch die Durchschnitte mit den Flächen l , f und n begränzt, namentlich scharf war die der Kante l/l parallele Gränzlinie, so daß es nur darauf ankam, die Neigung der Ellipsenaxen gegen diese Linie zu messen. Eine der thermischen Axen schneidet die Kante l/l unter einem aus den obigen Zahlen zu genau 78° sich ergebenden Winkel (Fig. 2, Taf. I). Dieser Winkel muß also auch für die Neigung einer der Ellipsenaxen gefunden werden, wenn die chemischen und thermischen Axen in Wirklichkeit zusammenfallen. Die oberflächliche Beobachtung zeigte, daß die kleine Ellipsenaxe dieser Erwartung zu entsprechen schien, auch in sofern, als derjenige der beiden Winkel zwischen Axe und Kante, welcher kleiner als 90° war, an der Seite der Axe lag, an welcher l/l von n/n geschnitten wird.

Zur Bestimmung dieses Flächenwinkels ist in Ermangelung eines passenderen Instrumentes dasselbe Mikrometer-Mikroskop benutzt, mit welchem die Axen der Ellipsen gemessen sind. Dasselbe stand vertikal über der horizontalen Krystallfläche. Unter den Fäden des Instrumentes fällt einer mit der Axe der Mikrometerschraube zusammen und zwei dazu senkrechte, einander sehr nahe liegende Parallelfäden können durch die Schraube über den ersteren fortbewegt

werden. Wie bei der Messung der Ellipsen wurde der einzelne Faden einer Ellipsenaxe parallel gestellt, und mit Hülfe der vielen auf der verwitterten Fläche vorhandenen Flecke und Punkte und einer genauen Zeichnung ihrer Lage die Richtung beider Fädensysteme, und die Lage des Durchschnittes des einzelnen Fadens mit der Mitte der beiden Parallelfäden bestimmt. Die gemessenen Abstände dieser Mitte von der Kante *l/l* auf dem einzelnen Faden und der Mittellinie beider Parallelfäden gaben die Elemente zur Bestimmung der Tangente des gesuchten Winkels und damit des Winkels selbst.

Gleichzeitig wurde jedesmal das Axenverhältniß der so untersuchten Ellipse bestimmt, um in der Constanz desselben eine Gewähr dafür zu haben, daß die gewählte Ellipse dem Zwecke entsprach. Eine gröfsere Genauigkeit der Messungen würde möglich gewesen seyn, wenn das benutzte Instrument zwei ähnliche senkrecht zu einander verschiebbare Systeme von Fäden gehabt hätte, die in der folgenden Tabelle enthaltenen Resultate lassen aber auch so keinen Zweifel an der Zulässigkeit der gewählten Methode und sprechen hinlänglich für die geprüfte Ansicht. Die Tabelle enthält, aufeinanderfolgend, die No. des Krystalls, die No. der Ellipse auf demselben Krystalle, die gemessenen Längen in den Einheiten des Instrumentes, deren 100 einem Schraubengange entsprechen und aus denen die Tangente des Winkels sich ergab, den Winkel, die Längen der Ellipsenaxen und das Verhältniß derselben.

No. des Kryst.	No. der Ellipse	Tangente des Winkels	Winkel	Axen der Ellipse	Axenver- hältniß der Ellipse
1	1	1391,0 : 298,5	77° 53'	274,0 : 214,1	1,280
»	2	838,1 : 192,1	77 6	316,2 : 260,9	1,212
2	1	— —	—	346,6 : 272,6	1,271
»	2	— —	—	347,8 : 265,1	1,312
»	3	908,8 : 196,6	77 48	350,8 : 284,8	1,232
»	4	1404,8 : 316,5	77 18	378,1 : 301,9	1,252
»	5	1399,1 : 302,2	77 49	372,3 : 287,7	1,295
»	6	1027,6 : 243,4	76 41	277,5 : 221,3	1,254
3	1	1281,7 : 267,9	78 12	404,3 : 301,4	1,340
4	1	790,7 : 160,2	78 33	328,8 : 254,8	1,283
5	1	1249,8 : 257,7	78 21	328,8 : 269,6	1,220
6	1	1059,6 : 226,5	77 56	269,1 : 209,1	1,287
7	1	836,4 : 177,9	78 0	261,9 : 214,3	1,222
»	2	— —	—	250,3 : 201,1	1,245
»	3	959,2 : 197,0	78 24	242,7 : 195,0	1,245
»	4	1369,9 : 307,3	77 21	323,6 : 257,7	1,256
»	5	759,7 : 156,3	78 23	256,0 : 209,6	1,222
Mittel:			78° 2		1,261.

Betrachten wir unter den erhaltenen Resultaten zunächst die Zahlen, aus denen das Axenverhältniß abgeleitet ist, so zeigen sie, daß die Ellipsen eine zu genauer Messung hinreichende Größe gehabt haben, und die Werthe des Axenverhältnisses bestätigen in ihrer befriedigenden Uebereinstimmung die Resultate der directen Anschauung, daß die Ellipsen gut gewählt waren und zur Messung des Winkels benutzt werden konnten. Die an sieben verschiedenen Krystallen und vierzehn verschiedenen Ellipsen ausgeführte Bestimmung des Winkels zwischen der kleinen Ellipsenaxe und der Kante l/l hat Werthe geliefert, die im Einzelnen, wenn wir vielleicht die eine Beobachtung Kr. 2, Ell. 6 be-
anstanden, nicht einmal 1° und im Mittel kaum wenige Minuten von dem erwarteten Werthe 78° 0' abweichen. Mit Auslassung der genannten Beobachtung beträgt der Mittelwerth 78° 8', die Abweichung also nur 8'.

Es ist dies ein Resultat, wie es mit Rücksicht auf die angewandte Beobachtungsmethode mit einem zu solchen Versuchen nicht besonders eingerichteten Instrumente nicht besser erwartet werden konnte, und ohne Zweifel dürfen wir dasselbe in seiner weiteren Bedeutung als einen vollkommenen Beweis für das Zusammenfallen der Axen des Verwitterungsellipsoïdes beim Gyps mit seinen thermischen Axen ansehen. Diese Axen müssen dann aber auch die naturgemäßen krystallographischen Axen seyn, und die aus der Einfachheit der Zeichen der auf dieselben bezogenen Flächen entnommenen Gründe für diese Annahme finden in diesen Ergebnissen ihre Bestätigung.

II. Bestimmung der thermischen Axen des Kupfervitriols.

In der Abhandlung »über die thermischen Axen der Krystalle des ein- und eingliedrigen Systems« hat C. Neumann¹⁾ aus den Principien der Elasticitätslehre nachgewiesen, daß für die $1 + 1$ gliedrigen Krystalle gerade so ein von der Temperatur unabhängiges festes thermisches Axensystem besteht, wie es von F. Neumann²⁾ früher unter Anwendung auf den Gyps für das $2 + 1$ gl. System gezeigt ist. Er schließt daran die Entwicklung einer Methode, die es möglich macht, unter alleiniger Benutzung der bei verschiedenen Temperaturen ausgeführten Messungen von Krystallwinkeln die Richtung der thermischen Axen, und unter Hinzuziehung der kubischen Ausdehnung des Krystalles innerhalb derselben Temperaturgränzen, auch die Werthe der Dilatationen in den thermischen Axen zu bestimmen. Der theoretische Theil der vorliegenden Aufgabe war hiernach vollständig gelöst, und die Untersuchung hatte sich auf die zweckmäßige Wahl der zu messenden Größen und die Ermittlung ihrer numerischen Werthe zu beschränken, um unter Benutzung der hierzu vollständig zugerichteten Ausdrücke die Frage nach der Lage der thermischen Axen im Kupfervitriol zu entscheiden.

1) Diese Ann. Bd. 114.

2) Diese Ann. Bd. 27.

So einfach die Aufgabe durch die vorliegende vollständige Entwicklung ihres theoretischen Theiles erscheinen mußte, so bedeutend waren die Schwierigkeiten, welche sich der befriedigenden Durchführung des experimentellen Theiles entgegenstellten. Es ist aus den Arbeiten Mitscherlich's ¹⁾ über die Veränderung der Krystallwinkel mit der Temperatur bekannt, daß die Aenderungen der Winkel selbst bei beträchtlichen Temperaturunterschieden nur äußerst klein sind und einige wenige Minuten nicht übersteigen. So wächst bei einer Temperaturzunahme von 100° C. beim Kalkspath der Seitenkantenwinkel um $9' 1''$, während der Endkantenwinkel um $8' 8''$ abnimmt. Beim Gyps wächst für dieselbe Temperaturdifferenz die Neigung der Flächen $f = (111)$ um $10' 50''$, die der Flächen $l = (238)$ um $8' 25''$. Es läßt sich danach ermessen, wie genau die Beobachtung dieser kleinen Gröfsen auszuführen ist, wenn daraus mit Sicherheit auf die grofsen Werthe der Winkel geschlossen werden soll, die von den thermischen Axen mit gewählten Krystallrichtungen gebildet werden.

Für den vorliegenden Fall des Kupfervitriols erscheint diese Schwierigkeit noch dadurch vergrößert, daß wegen seiner leichteren Zersetzbarkeit, selbst unter Benutzung möglichst niedriger Anfangstemperaturen, eine Temperaturdifferenz im günstigsten Falle von nur etwas über 60° C. zur Verfügung steht. Ein Vergleich der für den Kalkspath und den Gyps für die kubische Ausdehnung bei 100° Temperaturerhöhung gefundenen Werthe von $0,00173$ ²⁾ und $0,005745$ ³⁾ mit der entsprechenden Gröfse, die sich aus den Beobachtungen von Joule und Playfair ⁴⁾ im Mittel aus mehreren Versuchen für den Kupfervitriol zu $0,00766$ ergibt, läßt aber vermuthen, daß die Winkeländerungen bei dem letzteren, ungeachtet der geringen zulässigen Temperaturdifferenz, angenähert ebenso grofs beobachtet werden

1) Denkschr. der Berl. Akad. II, 201; diese Ann. Bd. 10.

2) Mitscherlich a. a. O.

3) Ångström, diese Ann. Bd. 86, S. 229.

4) Chem. Soc. Q. J. I.

können, wie bei den erstgenannten Krystallen. Man würde deshalb von vornherein zu der Annahme berechtigt seyn, dafs mit ähulicher Genauigkeit, wie beim Gyps und Kalkspath, sich auch die Resultate beim Kupfervitriol ergeben würden, vorausgesetzt, dafs das zu den Versuchen benutzte Instrument eine gleiche Schärfe zuliefse.

Das mir zu diesem Zwecke zur Verfügung stehende Instrument berechtigte, ungeachtet seiner sonstigen für andere Zwecke vortrefflichen Eigenschaften, nicht zu den besten Hoffnungen. Es ist ein kleines zu goniometrischen Messungen eingerichtetes Meyerstein'sches Spektrometer, das nur eine direkte Ablesung von Minuten und eine Schätzung von halben Minuten gestattet. Bei dem grofsen Einflusse, den Fehler von halben Minuten und selbst geringere Bruchtheile von Minuten bei der Kleinheit der erwarteten Winkeländerungen auf das Endresultat haben müssen, war hierbei im Voraus auf eine sehr genaue Bestimmung der thermischen Axen nicht zu rechnen.

Wenn es dennoch unternommen wurde die mühsamen und langwierigen Beobachtungen durchzuführen, so geschah das in der Ueberzeugung, dafs die Resultate wenigstens der Art angenähert seyn würden, um daraus mit Sicherheit schliessen zu können, ob die Annahme eines Zusammenfallens der thermischen Axen mit den chemischen zulässig sey oder nicht, und ob es also der Mühe lohnen würde, dieselben Versuche mit einem vollkommeneren Apparate zur Erzielung genauer Werthe zu wiederholen. Ganz abgesehen von dem augenblicklichen besonderen Zwecke würde ein solcher Ausgang schon an und für sich ein interessantes und beachtenswerthes Resultat seyn. Es würde dadurch erwiesen seyn, dafs auch die leicht zersetzbaren Krystalle, die für das Studium der physikalischen Constanten eine so hervorragende Bedeutung gewonnen haben, sich sehr wohl zur Bestimmung der thermischen Axen eignen und uns würde dadurch die Aussicht eröffnet, von den für das $2+1$ und $1+1$ gl. System besonders interessanten Ausdehnungskon-

stanten durch umfangreichere Beobachtungen genauere Kenntniss zu erlangen.

Bei der grossen Verbreitung, welche die ausserdem in diesen Annalen beschriebenen ¹⁾ Meyerstein'schen Spektrometer in der neueren Zeit gefunden haben, darf ihre Einrichtung wohl als bekannt vorausgesetzt werden. Es mag nur bemerkt seyn, dass dem Instrumente des hiesigen Kabinetts ein allen Anforderungen genauer Justirung der zu messenden Krystalle entsprechender Krystallträger beigegeben war, der mit seiner konischen Axe in einer in der Axe des Instrumentes angebrachten konischen Oeffnung leicht und sicher befestigt werden konnte.

Um die Winkel des untersuchten Krystalles bei verschiedenen Temperaturen messen zu können, musste der für gewöhnlich mit horizontalem Theilkreise aufrecht stehende Apparat in eine feste hängende Lage gebracht werden, damit der Krystall in das zur Erwärmung bestimmte untergestellte Gefäss eingesenkt werden konnte. Zu diesem Zwecke wurden die Stellschrauben von der unteren Seite des Fusses eingeschraubt und der Apparat auf die aus zwei Hälften bestehende durchbohrte Deckplatte eines aus dickem Holze angefertigten Kastens so gesetzt, wie es aus Fig. 3, Taf. I zu ersehen ist. In den beiden am Kasten allein vorhandenen vertikalen Wänden sind zwei einander gegenüberliegende breite vertikale Spalten angebracht, die eine um das Beobachtungsfernrohr durchzulassen, die andere um die beiden Parallelfäden desselben nach einem entfernten Lothe vertikal stellen zu können. Als Beobachtungsobject diente ein zweites Loth mit schwarzem Faden, das vor einem Fenster angebracht war und scharf aus dem hellen Hintergrunde des Himmels hervortrat. Erschien dieß letztere von beiden Flächen des Krystalls genau parallel den beiden Vertikalfäden im Fernrohr gespiegelt, so war die erforderliche Vertikalstellung der beiden Flächen gemeinschaftlichen Kante erreicht.

Die zweite Spalte diente während der Beobachtung

1) Meyerstein, diese Ann. Bd. 98 und 114.

gleichzeitig dazu, um mit einer Lupe in einem kleinen Spiegel an dem in ihrer Nähe befindlichen und mit Hilfe eines hellen Petroleumflämmchens durch Vermittelung des Spiegels hell erleuchteten Nonius die Stellung des Theilkreises abzulesen. Durch eine besondere an dem Apparate für den vorliegenden Zweck eigens getroffene Einrichtung war dafür gesorgt, daß während der Drehung des Krystalles mit dem Theilkreise der konische Zapfen des letzteren sich nicht lösen konnte. Es wurde dadurch die horizontale Stellung des Kreises gewahrt, und ein sonst leicht mögliches Herausfallen des beweglichen Apparattheiles verhindert.

Auf einem vertikal verschiebbaren Tische, dessen Träger mit dem Fußbrette des großen hölzernen Kastens fest verbunden war, stand das zur Erwärmung des Krystalles bestimmte in einem Blechfalz verschiebbare würfelförmige Gefäß. Es war aus Messingblech gearbeitet und an den vier Seitenwänden mit Fenstern aus Spiegelplatten versehen, von dem eines bei der Beobachtung senkrecht zum Fernrohr gerichtet war. Oben war es durch einen Deckel aus Messingblech geschlossen, in dessen Mitte sich eine zum Durchlassen des Krystalles passende kleine kreisförmige Oeffnung mit kurzem cylindrischen Ansatzrohre befand, unmittelbar neben dieser war eine zweite kleinere Oeffnung angebracht, um ein Thermometer mit sehr kleiner Kugel zur Beobachtung der Temperatur des Krystalles in dessen unmittelbare Nähe bringen zu können. Das Messinggefäß stand nur zur Hälfte auf dem Tischchen und wurde vom Boden aus durch eine kleine unter die freistehende Hälfte gesetzte, durch höher oder niedriger Stellen regulirbare Spiritusflamme erwärmt. Durch ein eingesetztes Papptischchen von den inneren Dimensionen des Gefäßes war die direkte Strahlung des erhitzten Bodens von dem Krystalle abgehalten, so daß er nur durch Mittheilung von der erwärmten Luft eine höhere Temperatur annehmen konnte.

Die Winkelmessungen wurden im verflossenen Winter des Morgens früh in einem durch langes Offenstehen der Fenster auf eine gleichmäßige, möglichst niedrige Tempera-

tur abgekühlten Zimmer ausgeführt, und die Temperatur des Krystals mit dem Thermometer in dem Kasten bestimmt. Darauf wurde der Kasten erwärmt und derselbe Winkel bei der erhöhten Temperatur gemessen, sobald dieselbe constant geworden war. Jeder einzelne Versuch erforderte wegen der nöthigen Controllbeobachtungen mindestens eine halbe Stunde Zeit, es wurde deshalb am Ende des Versuches die Temperatur des Krystalles von Neuem bestimmt, um Gewissheit zu erlangen, daß sie constant geblieben war. Eine kleine Aenderung von $\frac{1}{2}$ bis 1° C. war häufig nicht zu vermeiden; in einem solchen Falle wurde dann das Mittel aus Anfangs- und Endtemperatur als der wahrscheinliche Werth angenommen.

Um möglichst große Temperaturintervalle zu erhalten, wurde der Krystall gewöhnlich bis etwa 60° C., also über die Verwitterungstemperatur erhitzt. Es war dies zulässig, einmal weil die Verwitterung fern von den unverletzten Kanten in der Regel an Bruchstellen beginnt, und dann weil durch besondere Versuche die Ueberzeugung gewonnen war, daß die von der Verwitterung noch nicht angegriffenen Krystalltheile ihre physikalischen Eigenschaften nicht änderten. Es konnte so zwar ein einzelner Krystall nur zu den Messungen eines einzigen Winkels benutzt werden, aber dieselbe Operation konnte stets mindestens zweimal an verschiedenen Tagen, oft sogar dreimal ausgeführt werden, bis die fortgeschrittene Verwitterung weiteren Versuchen ein Ziel setzte. Daß an einem Krystalle immer nur die Neigung eines Flächenpaares bestimmt werden konnte, lag nicht allein in der Verwitterung, sondern war wesentlich mit dadurch bedingt, daß der Krystall mit einem in der Hitze nicht erweichendem Kitte (Harzseife und Kalkhydrat) an dem Scheibchen des Krystallträgers befestigt werden mußte, der eine spätere Ablösung des Krystalles ohne Beschädigung nicht zuließ.

So weit stand der Ausführung der Beobachtungen eine wesentliche Schwierigkeit nicht entgegen. Eine solche trat erst auf, als es sich um die wirkliche Beobachtung, um die

Einstellung des Krystalles und die Beobachtung des reflektirten Bildes des zweiten Lothes handelte. Es war nicht möglich, selbst nicht von den anscheinend vollkommen spiegelnden Flächen, die vor das Auge gehalten die Umgebung vollkommen klar wiedergaben, im Fernrohre ein nur einigermaßen deutliches Bild des Lothes zu erhalten. Es war das auch der Fall, wenn zur Beobachtung der horizontale Faden des Fernrohres und als Objekt ein entfernter hellleuchtender Lichtpunkt benutzt wurde. Dieser Uebelstand hat ohne Frage seinen Grund in den vielen Streifungen, die als Zeichen von Spannungen im Inneren des Krystalles sich auf allen Flächen des Kupfervitriols finden. Diese Streifungen haben sich bereits einmal als sehr störend erwiesen, als es sich um die Beobachtung und Messung der Verwitterungsfiguren handelte.¹⁾

Es blieb in diesem Falle nichts Anderes über, als das Fernrohr auf unendliche Entfernung einzustellen und die bei Krystallmessungen vielfach benutzte Methode der Beobachtung eines verkleinerten Bildes anzuwenden, wobei das Okular dem Krystalle zugekehrt ist und das Objectiv als Okular benutzt wird. Diese Methode hat sich vortrefflich bewährt, indem bei dieser Einrichtung mit Leichtigkeit Stellen auf den Krystallflächen zu finden waren, die vollkommen scharfe Spiegelbilder des Lothes gaben.

Nachdem in dieser Weise die letzten experimentellen Schwierigkeiten beseitigt waren, handelte es sich um die möglichst zweckmässige Auswahl der Flächen des Kupfervitriols, deren Neigungen beobachtet werden sollten. Die Neumann'sche Methode zur Bestimmung der thermischen Axen im $1 + 1$ gl. Krystallsystem setzt voraus, daß mindestens fünf von den sechs Winkeln bekannt sind, welche an einem aus vier verschiedenen geneigten Flächen des Krystalles gebildeten Tetraëder vorkommen. Welche Flächen dazu gewählt werden und welchen Zonen sie angehören, ist hierbei an und für sich ganz gleichgültig. Man wird nur insofern eine Beschränkung bei der Wahl eintreten lassen, als

1) Diese Ann. Bd. 133, S. 370.

man Flächen den Vorzug giebt, die in ihrer Richtung möglichst viel von einander abweichen, häufig und gut ausgebildet auftreten und gleichzeitig eine solche Lage haben, daß sie eine möglichste Vereinfachung der numerischen Ausdrücke und eine leichtere Uebersicht der Endresultate in Aussicht stellen.

Die beiden ersteren Bedingungen werden hinreichend erfüllt von Flächen der Formen $p = [1\ 1\ 1]$, $m = [1\ 2\ 0]$, $t = [1\ 1\ 0]$ und $w = [1\ 1\ 3]$. Sie erfüllen aber auch die dritte Bedingung, wenn wir den beabsichtigten Nachweis von dem Zusammenfallen der thermischen Axen mit den chemischen als geführt ansehen. Wir können dann die eine der drei bei der Rechnung benutzten rechtwinkligen Coordinatenaxen, welche zur Vereinfachung der Ausdrücke mit einer der sechs Tetraëderkanten zusammengelegt wird, mit der Kante zwischen m und t , also mit der chemischen Axe C zusammenfallen lassen. Dadurch erreichen wir, daß die schliesslich für die Neigung der thermischen Axen zu den gewählten Coordinatenaxen gefundenen Winkelwerthe ohne Weiteres übersehen lassen, ob die thermischen Axen mit den chemischen die gleiche Lage haben oder nicht.

Gemessen sind alle sechs Winkel des gewählten Tetraëders, obwohl die Kenntniss von fünf genügt. Die folgende Tabelle enthält die Resultate der Beobachtung: Die No. des Krystalls, die Anfangs- und Endtemperatur, die Temperaturdifferenz, die Werthe der Winkel bei den verschiedenen Temperaturen und die erfolgte Aenderung. Ferner sind darin aufgenommen die nach den Beobachtungen auf 0° und 100° C. reducirten Winkel und die für dieses Temperaturintervall unter der Voraussetzung einer gleichmässigen Aenderung der Winkel und der Unveränderlichkeit des Krystalls berechneten Winkelveränderungen. Bei einzelnen Winkeln ist die Veränderung bei sonst gleichem numerischen Werthe bei dem einen Krystall positiv, bei dem anderen negativ gefunden, es hat diefs, wie auch die Tabelle zeigt, seinen Grund darin, daß in dem zweiten Falle der den in

1) Diese Ann. Bd. 133, Taf. II.

No. des des Kry'stalls	änderung des Winkels für 10° C.	Winkel bei 100° C.	Für die Berechnung be- nutzte Winkel bei	
			0° C.	100° C.
1	6',92	52° 32',77	52° 22',90	52° 29',32
»	7,06	52 32,99		
2	6,40	52 29,56		
»	5,76	52 28,39		
3	5,96	127 24,75		
	6',42			
4	5',86	72° 18',55	72° 6',60	72° 0',72
»	5,52	72 18,82		
5	6,44	107 39,22		
6	5,28	72 1,05		
»	5,64	72 1,16		
»	6,56	72 0,10		
	5',88			
7	4',86	77° 46',64	78° 1',72	77° 46',07
»	5,48	77 46,65		
»	5,06	77 46,46		
8	6,78	78 6,52		
»	6,08	78 6,47		
	5',65			
9	1',12	72° 33',97		

ersteren beobachteten Winkel zu 180° ergänzende Winkel beobachtet ist. Bei der Bildung des Mittelwerthes der beobachteten Aenderungen ist natürlich nur der absolute Werth benutzt und das Vorzeichen gewählt, welches demjenigen der beiden sich zu 180° ergänzenden Winkel zukömmt, der in die Rechnung eingeführt ist.

Hier folgt die Tabelle.

Ein Blick auf die Tabelle zeigt, dafs bei verschiedenen Krystallen für die Neigung der nämlichen Flächen ziemlich bedeutend abweichende Winkelwerthe gefunden sind, auch wenn man sie nach ihrer Reduktion auf die gleiche Temperatur 0° vergleicht. Die Unterschiede betragen hier bis $20'$, sind in einzelnen Fällen oft aber doppelt so grofs. Sie sind ohne Frage begründet in der schon mehrfach besprochenen Eigenthümlichkeit des Kupfervitriols, dafs er reich an inneren Spannungen und in Folge davon an nicht ganz gleichmäfsig ausgebildeten Stellen ist. Da wo es sich um die genaue Feststellung des absoluten Werthes eines Krystallwinkels handelt, würde man nur ungenügend verbürgte Resultate erhalten. In dem vorliegenden Falle kann ein beachtenswerther Nachtheil hieraus nicht erwachsen, denn bei dem fast verschwindenden Werthe der Winkeländerung im Vergleiche mit dem Winkel selbst ist man vollkommen zu der Annahme berechtigt, dafs der Unterschied in den Aenderungen eines bestimmten Winkels und des gleichnamigen, selbst um 1° gröfseren Winkels innerhalb der Beobachtungsfehler liege, dafs man also die Aenderung bei beiden Winkeln als gleich annehmen kann. Bei der Einführung der Winkel in die Rechnung wird man dann allerdings den wahrscheinlichsten der überhaupt beobachteten Werthe zu nehmen haben. Es sind hierzu die von den beobachteten Winkeln gewählt, welche am nächsten übereinstimmen mit bekannten Werthen, wie sie von anderen Beobachtern an guten Krystall Exemplaren bei sorgfältiger Beobachtung ermittelt sind, oder wenn Beobachtungen nicht vorlagen,

ist das Mittel aus denjenigen Werthen genommen, die unter sich die beste Uebereinstimmung zeigen.

Das der Rechnung zu Grunde gelegte Tetraëder soll von den folgenden Flächen der genannten Formen gebildet angenommen werden, nämlich:

$$p = (\bar{1} \ 1 \ 1),$$

$$m = (\bar{1} \ \bar{2} \ 0),$$

$$t = (1 \ \bar{1} \ 0),$$

$$w = (\bar{1} \ 13 \ \bar{3}).$$

Die Winkel, welche die Normalen der Flächen dieses Tetraëders bei 0° und 100° bilden, und ihre Unterschiede Δ sind dann:

	0°	100°	Δ
mt	$122^\circ 58',13$	$123^\circ 3',89$	$+ 5',76$
mp	$72 \ 6,60$	$72 \ 0,72$	$- 5,88$
pt	$127 \ 37,10$	$127 \ 30,68$	$- 6,42$
mw	$107 \ 27,37$	$107 \ 26,18$	$- 1,19$
pw	$101 \ 58,28$	$102 \ 13,93$	$+15,65$
tw	$116 \ 19,55$	$116 \ 14,08$	$- 5,47.$

Mit den 5 ersten dieser 6 Winkel soll die Berechnung ausgeführt werden. Wir behalten die Bezeichnungsweise von C. Neumann bei und bezeichnen zunächst

die Kante m/p mit A

„ „ p/t „ B

„ „ t/m „ C .

Es ergibt sich dann:

$$\frac{A}{C} = a = 0,66475, \quad \frac{B}{C} = b = 0,92958$$

$$\frac{A + \Delta A}{C + \Delta C} = a + \Delta a = 0,66635, \quad \frac{B + \Delta B}{C + \Delta C} = b + \Delta b = 0,93373$$

$$\frac{\Delta A}{A} - \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta a}{a} = + 0,0024069$$

$$\frac{\Delta B}{B} - \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta b}{b} = + 0,0044644.$$

Legen wir nun den Anfangspunkt O der drei festen rechtwinkligen Coordinaten x_1, x_2, x_3 in den Durchschnittspunkt der drei Flächen p, m und t , lassen x_3 mit der Kante C

zusammenfallen und nehmen x_1 sowohl für 0° , wie für 100° in der Ebene der Fläche m an, so erhalten wir für die Cosinus λ , μ , ν der Winkel, welche die Normalen der Flächen m , p , t mit den Axen x_1 , x_2 , x_3 einschließen, folgende Werthe für 0° und für 100° .

	0° C.	100° C.
λ_m	0	0
μ_m	— 1	— 1
ν_m	0	0
λ_p	+ 0,52831	+ 0,52554
μ_p	— 0,30719	— 0,30882
ν	— 0,79152	— 0,79276
λ_t	— 0,83898	— 0,83805
μ_t	+ 0,54418	+ 0,54560
ν_t	0	0

Hieraus ergeben sich dann die Cosinus α_i , β_i , γ_i , welche die Kanten A , B und C bei 0° und bei 100° mit den Axen einschließen und ebenso ihre Zuwächse Δ :

α_1	0,83174	0,83348	$\Delta\alpha_1$	+ 0,00174
α_2	0	0	$\Delta\alpha_2$	0
α_3	0,55516	0,55255	$\Delta\alpha_3$	— 0,00261
β_1	0,54379	0,54525	$\Delta\beta_1$	+ 0,00146
β_2	0,83838	0,83757	$\Delta\beta_2$	— 0,00081
β_3	0,03757	0,03520	$\Delta\beta_3$	— 0,00237
γ_1	0	0	$\Delta\gamma_1$	0
γ_2	0	0	$\Delta\gamma_2$	0
γ_3	1	1	$\Delta\gamma_3$	0

Die bedeutende Vereinfachung der Ausdrücke, wie sie durch die Wahl der Richtungen der Axen x_1 , x_2 , x_3 erreicht wird, zeigt sich unmittelbar, wenn wir die eben ermittelten Cosinus in den Ausdruck für

$$\sigma = \alpha_1(\beta_1\gamma_3 - \beta_3\gamma_2) + \alpha_2(\beta_3\gamma_1 - \beta_1\gamma_3) + \alpha_3(\beta_1\gamma_2 - \beta_2\gamma_1)$$

und dessen partielle Differentialquotienten nach dem Cosinus einsetzen. Sie reduciren sich dann auf:

$$\sigma = \alpha_1 \beta_2$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_1} = \beta_2$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \beta_1} = 0$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \gamma_1} = -\alpha_3 \beta_2$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_2} = -\beta_1$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \beta_2} = \alpha_1$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \gamma_2} = \alpha_3 \beta_1 - \alpha_1 \beta_3$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_3} = 0$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \beta_3} = 0$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \gamma_3} = \alpha_1 \beta_2$$

Unter Berücksichtigung dieser Resultate und nach dem Einsetzen der numerischen Werthe der α_i , β_i , γ_i erhalten die $\mathcal{A}_i^{(0)}$ und die aus je zweien derselben gebildeten Summen, wie sie in den Endgleichungen auftreten, folgende Gestalt:

$$\mathcal{A}'_1 = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_1} \left(\mathcal{A} \alpha_1 + \frac{\mathcal{A} a}{a} \alpha_1 \right) = + 0,0044989$$

$$\mathcal{A}''_1 = 0$$

$$\mathcal{A}'''_1 = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_1} \left(\mathcal{A} \alpha_3 + \frac{\mathcal{A} a}{a} \alpha_3 \right) = - 0,0015315$$

$$\mathcal{A}'_2 = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_2} \left(\mathcal{A} \alpha_1 + \frac{\mathcal{A} a}{a} \alpha_1 \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \beta_2} \left(\mathcal{A} \beta_1 + \frac{\mathcal{A} b}{b} \beta_1 \right) \\ = + 0,0017189$$

$$\mathcal{A}''_2 = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \beta_2} \left(\mathcal{A} \beta_2 + \frac{\mathcal{A} b}{b} \beta_2 \right) = + 0,0034505$$

$$\mathcal{A}'''_2 = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha_2} \left(\mathcal{A} \alpha_3 + \frac{\mathcal{A} a}{a} \alpha_3 \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \beta_2} \left(\mathcal{A} \beta_3 + \frac{\mathcal{A} b}{b} \beta_3 \right) \\ = - 0,0016335$$

$$\mathcal{A}'_3 = 0$$

$$\mathcal{A}''_3 = 0$$

$$\mathcal{A}'''_3 = 0$$

$$\mathcal{A}''_1 + \mathcal{A}'_2 = + 0,0017189$$

$$\mathcal{A}'''_1 + \mathcal{A}'_3 = - 0,0015315$$

$$\mathcal{A}'''_2 + \mathcal{A}'''_3 = - 0,0016335.$$

Diese Werthe eingesetzt, erhalten wir die vier Endgleichungen:

$$2(0,0044989 - R) C_1 + 0,0017189 C_2 - 0,0015315 C_3 = 0$$

$$0,0017189 C_1 + 2(0,0034505 - R) C_2 - 0,0016335 C_3 = 0$$

$$- 0,0015315 C_1 - 0,0016335 C_2 - 2 R C_3 = 0$$

$$C_1^2 + C_2^2 + C_3^2 = 1.$$

Diese Gleichungen liefern bei der Auflösung für jede der Unbekannten R , C_1 , C_2 , C_3 eine kubische Gleichung.

Die drei Werthe für R , welche wir erhalten, nämlich R' , R'' , R''' lassen aus den R definirenden Ausdrücken

$$r' - \frac{\Delta C}{C} = R'$$

$$r'' - \frac{\Delta C}{C} = R''$$

$$r''' - \frac{\Delta C}{C} = R'''$$

die in den thermischen Axen stattfindenden Hauptdilatationen r' , r'' , r''' bestimmen, wenn noch die durch

$$r' + r'' + r''' = \frac{\Delta V}{V}$$

ausgedrückte räumliche Dilatation bestimmt ist. Nach der folgeweisen Substitution von R' , R'' , R''' ergeben sich die gesuchten neun Cosinus

$$\begin{array}{ccc} C'_1 & C'_2 & C'_3 \\ C''_1 & C''_2 & C''_3 \\ C'''_1 & C'''_2 & C'''_3 \end{array}$$

zu je dreien nach einander, wie sie in den verticalen Reihen stehen. Die drei Systeme der Horizontalreihen sind dann die Cosinus der Winkel, welche die drei, bezüglich r' , r'' , r''' entsprechenden thermischen Axen mit den drei Coordinatenaxen, bezüglich x_1 , x_2 , x_3 einschließen. Die numerische Berechnung giebt zunächst:

$$R' = -0,00025660$$

$$R'' = +0,0030001$$

$$R''' = +0,0052023$$

und mit diesen Werthen erhalten wir dann für die Cosinus $C_i^{(j)}$

$$\text{Für die 1. therm. Axe } \left\{ \begin{array}{l} C'_1 = 0,13019 \\ C'_2 = 0,15579 \\ C'_3 = 0,97918 \end{array} \right.$$

$$\text{Für die 2. therm. Axe } \left\{ \begin{array}{l} C''_1 = 0,53065 \\ C''_2 = 0,84236 \\ C''_3 = 0,09392 \end{array} \right.$$

$$\text{Für die 3. therm. Axe } \left\{ \begin{array}{l} C'''_1 = 0,83828 \\ C'''_2 = 0,50611 \\ C'''_3 = 0,20281 \end{array} \right.$$

Zu dem gewählten rechtwinkligen Axensysteme haben die drei chemischen Axen des Kupfervitriols eine solche Lage, dafs eine derselben mit x_3 zusammenfällt, also parallel der von m und t gebildeten Kante läuft, und die übrigen beiden mit x_1 und x_2 in derselben Ebene so liegen, dafs x_1 mit der Axe B , also mit der Normale der Fläche $b = (0\ 1\ 0)$ einen Winkel von $36^\circ 40'$ einschließt. Um zu prüfen, ob die thermischen Axen dieselbe Lage zu den Axen x_1, x_2, x_3 haben, wie die chemischen Axen, sind zu den angegebenen Cosinus die zugehörigen Winkel φ berechnet, wie sie in der folgenden Tabelle enthalten sind. Danach scheinen die thermischen Axen, in denen die Dilatationen r', r'', r''' , stattfinden, deren Cosinus mit den Axen x_1, x_2, x_3 also bezüglich mit den Werthen R', R'', R''' erhalten sind, der Reihe nach den chemischen Axen C, A, B zu entsprechen und in Wirklichkeit mit ihnen zusammenzufallen. Die zweite Zahlenreihe der Tabelle enthält die Winkel, unter welchen die thermischen Axen beim genauen Zusammenfallen mit den chemischen Axen gegen die Axen x_1, x_2, x_3 geneigt seyn müßten, und die dritte Reihe die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen.

$\varphi'_1 = 82^\circ 31',2$	$90^\circ 0'$	$- 7^\circ 28',8$
$\varphi'_2 = 81^\circ 2',2$	$90^\circ 0'$	$- 8^\circ 27',8$
$\varphi'_3 = 11^\circ 43',0$	$0^\circ 0'$	$+ 11^\circ 43',0$
$\varphi''_1 = 57^\circ 57',0$	$53^\circ 20'$	$+ 4^\circ 37',0$
$\varphi''_2 = 32^\circ 36',6$	$36^\circ 40'$	$- 4^\circ 3',4$
$\varphi''_3 = 86^\circ 36',2$	$90^\circ 0'$	$- 3^\circ 23',8$
$\varphi'''_1 = 33^\circ 2',5$	$36^\circ 40'$	$- 3^\circ 37',5$
$\varphi'''_2 = 59^\circ 35',7$	$53^\circ 20'$	$+ 6^\circ 15',7$
$\varphi'''_3 = 78^\circ 17',9$	$90^\circ 0'$	$- 11^\circ 42',1$

Vergleichen wir die Zahlen der ersten und zweiten Reihe mit einander, so sind die Differenzen allerdings sehr bedeutend und die Behauptung, dessen ungeachtet in den Zahlen der ersten Reihe eine Bestätigung der aufgestellten Ansicht von dem Zusammenfallen der chemischen und ther-

mischen Axen zu sehen, könnte gewagt erscheinen. Wenn wir aber auf das Wesen der vorliegenden Untersuchung eingehen und berücksichtigen, daß die hier verwertheten Resultate aus den beobachteten, an sich äußerst kleinen Winkelveränderungen abgeleitet sind, und daß kleine Beobachtungsfehler in diesen Größen von Bruchtheilen eines Grades bedeutenden Einfluß auf die Endresultate haben müssen, so kann man die hier auftretenden Differenzen recht wohl als Resultate der Beobachtungsfehler ansehen. Die beschränkte Genauigkeit des benutzten Instrumentes bei dem, wie das oben angegeben ist, die Winkelmessungen im günstigsten Falle nur bis auf $0^{\circ},5$ genau ausgeführt werden konnten, spricht für diese Annahme. Vergleichen wir außerdem die durch die angegebenen, aus den Beobachtungen abgeleiteten Winkel festgestellten Richtungen der einzelnen drei thermischen Axen untereinander, so scheint die Annahme um so mehr gerechtfertigt, daß die erhaltenen Differenzen nur eine Folge von Beobachtungsfehlern seyn können, und daß in Wirklichkeit die thermischen Axen des Kupfervitriols mit seinen chemischen und seinen rechtwinkligen krystallographischen zusammenfallen. Beobachtungen mit einem genaueren Instrumente, das die Ermittlung der Winkel bis auf Secunden zuliefse, würden zweifellos mit schärferen Resultaten die ausgesprochene Ansicht nur bestätigen.

Neben diesem hier erhaltenen und erwarteten Resultate geht aus der Untersuchung das für weitere ähnliche Untersuchungen jedenfalls beachtenswerthe Resultat hervor, daß selbst bei verhältnißmäßig geringen Temperaturdifferenzen eine Bestimmung der thermischen Axen an Krystallen mit Hilfe guter und genauer Instrumente möglich ist.

Um aus der bisher allein benutzten GröÙe

$$R = r - \frac{\Delta C}{C}$$

die Dilatationen r' , r'' , r''' in den thermischen Axen zu bestimmen, sind die erwähnten Beobachtungen der Volumänderung benutzt, wie sie von Joule und Playfair vor-

liegen ¹⁾. Diese Beobachtungen auf das Temperaturintervall von 0° bis 100° C. bezogen, haben gegeben:

0,00953

0,00532

0,00812.

Die Zahlen weichen zwar bedeutend unter einander ab und zu genauen Berechnungen werden sie deshalb nicht geeignet seyn, sie werden aber immerhin einigen Aufschluss über die Natur der Dilatationen, ob sie positiv oder negativ sind, zu geben im Stande seyn. Benutzen wir dazu den Mittelwerth 0,00766 obiger drei Zahlen, so sind die vier Gleichungen, aus denen nach Elimination von $\frac{\Delta C}{C}$ sich r' , r'' und r''' ergeben, folgende:

$$R' = r' - \frac{\Delta C}{C} = - 0,0002566$$

$$R'' = r'' - \frac{\Delta C}{C} = + 0,0030001$$

$$R''' = r''' - \frac{\Delta C}{C} = + 0,0052023$$

$$\frac{\Delta V}{V} = r' + r'' + r''' = 0,00766.$$

Daraus folgt:

$$r' = - 0,0006481$$

$$r'' = + 0,0029048$$

$$r''' = + 0,0051070.$$

Es findet also beim Erwärmen des Kupfervitriols in den beiden Axen *A* und *B* eine Ausdehnung statt, während der Krystall sich in der Hauptaxe *C*, also parallel der Kante *m / t* zusammenzieht.

Fassen wir die Resultate der vorliegenden Untersuchung zusammen, so ergibt sich sowohl für den 2 + 1 gl. Gyps, wie für den 1 + 1 gl. Kupfervitriol, daß die rechtwinkligen thermischen und chemischen Axen zusammenfallen, und daß diese nämlichen Axen auch bei Betrachtung der Krystallform die Bedingungen erfüllen, welche man bei anderen

1) *Chem. Soc. Q. J. I.*

Krystallsystemen an die naturgemäßen rechtwinkligen krystallographischen Axen stellt.

Eine große Reihe physikalischer Erscheinungen an Krystallen, von denen wir bis jetzt eine genauere Kenntniß haben, lassen sich auf rechtwinklige Axen symmetrisch beziehen und von keiner wissen wir bis jetzt, daß man für sie nothgedrungen schiefwinklige Axen annehmen müßte, um natürlichere und einfachere Verhältnisse zu erhalten. Es würde also von vorn herein eine unwahrscheinliche Annahme seyn, wenn wir allein für die Krystallform, also die physikalische Erscheinung, welche als eine Folge der Kräfte anzusehen ist, unter deren Einflusse die Anordnung der Moleküle zu Krystallen stattfindet, annehmen wollten, daß sie bei den $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Krystallen durchaus auf schiefwinklige Axen bezogen werden müßte. Mit Nothwendigkeit weist keine Beobachtung auf diese Annahme hin. Daß die krystallographischen Flächenzeichen einfachere werden, wenn wir schiefwinklige Axen zu Grunde legen, beruht auf der größeren Zahl verfügbarer Constanten.

Seltsamer Weise hat man sogar versucht, die optischen Erscheinungen und die der Ausdehnung bei Krystallen des $2 + 1$ gliedrigen Systems so zu interpretiren, als ob sie nothwendig selbst auf schiefe Axen zu beziehen seyen, und als weitere Folge dieses Schlusses dann auch die physikalische Nothwendigkeit schiefer Axen für die Krystallformen dieses Systemes daraus abgeleitet ¹⁾. Und doch sind es gerade diese Erscheinungen, von denen es nach der Theorie und der Erfahrung am allerwenigsten bezweifelt werden kann, daß ihre symmetrische Vertheilung von rechtwinkligen Axen abhängt.

Es mag immerhin seyn, daß die allgemeine Benutzung schiefwinkliger Axen für die $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Systeme, die mancherlei praktische Vorthelle bietet, den Wunsch erweckt hat, eine für rein krystallographische Zwecke oft daraus erwachsende Vereinfachung in ähnlicher

¹⁾ Ångström, diese Ann. Bd. 86.

Weise auch für die nicht immer sofort klar zu übersehenden übrigen physikalischen Erscheinungen zu gewinnen. Jedenfalls dürfte es aber bei rein theoretischen Fragen, wenn Theorie und Erfahrung in der vielfältigsten Weise für eine andere Annahme sprechen, die auch an und für sich, ihrem ganzen Wesen nach mehr für sich hat, naturgemäßer seyn, eher zu schliessen, daß die einzige anscheinend in anderer Weise zu erklärende Erscheinung sich dennoch dem allgemeineren Gesetze werde unterordnen lassen, als umgekehrt eine Reihe von Erscheinungen in ein anderes Gesetz zu zwingen, das einigermaßen nur einer einzigen Erscheinung zu genügen scheint.

Wenn sich nun auch für die $2 + 1$ und $1 + 1$ gliedrigen Krystalle rechtwinklige Axen angeben lassen, welche ebenfalls einfache Ausdrücke für die krystallographischen Formen zulassen, so müssen sie jedenfalls der Beachtung werth gehalten werden. Wenn aber diese Axen ausserdem noch zusammenfallen mit anderen Axensystemen, dem thermischen und dem chemischen, die ebenfalls ihrer Bedeutung nach mit der Anordnung der ponderablen Theilchen zusammenhängen, so dürfen dem keine Bedenken mehr entgegenstehen, die in der Natur sonst nirgends begründeten schiefwinkligen Axen zu verwerfen und diese rechtwinkligen Axen allein als die berechtigten Krystallaxen anzusehen. Man wird das um so mehr thun dürfen, als die thermischen Axen sowohl wie die krystallographischen ihrer Natur nach feste Axen sind, und als bei den übrigen Krystallsystemen ihr Zusammenfallen bewiesen ist. Jedenfalls dürfte die mit allgemeiner Einführung rechtwinkliger Axen verknüpfte Neuerung, wonach die bisher auf schiefwinklige Axen bezogenen Krystalle nur ebenso zu betrachten sind, wie alle übrigen, kein Grund dagegen seyn.

Die Berücksichtigung der Resultate, welche die vorliegende Arbeit und frühere über die Verwitterung bieten dürfte für die Krystallographie einige Bedeutung gewinnen, indem die Ermittlung der natürlichen rechtwinkligen krystallographischen Axen jetzt für alle Krystalle möglich zu

seyn scheint, für die sie direct nicht gegeben sind. Es ist entweder die einfachere Beobachtung der Verwitterungsfiguren möglich, aus der dann die Verwitterungsaxen sich ergeben, oder in Fällen, in denen der Krystall nicht, oder nicht dem Zwecke entsprechend verwittert, können die thermischen Axen bestimmt werden. Beide stellen die rechtwinkligen krystallographischen Axen dar.

Proskau, 14. Juli 1868.

II. *Orientirung der Wärmeleitungsfähigkeit einaxiger Krystalle; von Victor v. Lang.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Sitzungsber. d. Wien. Akad. Bd. LIV.)

Die vorliegende Untersuchung wurde schon vor einer Reihe von Jahren begonnen, damals in der Hoffnung vielleicht eine einfache Beziehung der Wärmeleitungsfähigkeit der Krystalle mit ihrem magnetischen Verhalten zu constataren. Diese beiden Eigenschaften der Krystalle dürften hauptsächlich durch die Lagerung der Körpermoleculë bedingt seyn, und eine Beziehung zwischen diesen Eigenschaften daher leichter aufzufinden seyn, als mit solchen, die auch noch von der Elasticität und Anordnung der Aethertheilchen abhängen. Eben so wird die relative Intensität dieser beiden Eigenschaften durch Ellipsoide repräsentirt; in dem speciellen Falle einaxiger Krystalle daher durch Rotationsellipsoide, deren Umdrehungsaxe mit der morphologischen Axe dieser Krystalle zusammenfällt. Diese Rotationsellipsoide sind entweder abgeplattet oder verlängert, und ich habe die betreffende Bestimmung an einer Reihe von Krystallen, sowohl für die Wärmeleitungsfähigkeit, als auch für das magnetische Verhalten ausgeführt. Da sich aber keine einfache Beziehung ergab, so begnüge ich mich hier einstweilen bloß die in ersterer Hinsicht angestellten Versuche zu beschreiben.

Mit Ausnahme einer vereinzelt Beobachtung Matteucci's sind Untersuchungen über die Wärmeleitungsfähigkeit von Krystallen bisher nur von Senarmont ausgeführt worden. Bestrebt die unter seiner Leitung stehende mineralogische Sammlung wirklich der Wissenschaft nutzbar zu machen, hat derselbe auch an einer Reihe von schönen Mineralien, den Charakter des Wärmeleitungsellipsoïdes bestimmt. Die nachfolgenden Beobachtungen dagegen beziehen sich sämtlich auf künstliche Krystalle, und für solche dürfte unter allen physikalischen Eigenschaften die Orientierung der Wärmeleitungsfähigkeit die meisten Schwierigkeiten darbieten. Es ergibt sich dies leicht aus der nachfolgenden Aufzählung der mechanischen Operationen, denen die Krystalle bei dieser Untersuchung unterzogen werden müssen. Letztere läßt sich daher überhaupt nur an gröfseren homogenen Krystallen ausführen, wie sie durchgehends nur durch sorgfältiges Aufziehen erhalten werden, und es war mir auch nur durch die Güte des Hrn. Bergrathes K. Ritter v. Hauer möglich, diese Untersuchungen ausführen zu können, da ich demselben fast das ganze benutzte Material verdanke. Ich sage Ihm meinen wärmsten Dank für die seltene Liberalität, mit welcher er mühsam aufgezogene Krystalle jeder wissenschaftlichen Untersuchung opfert.

Das bei den nachfolgenden Versuchen fast durchgehends in Anwendung gebrachte Verfahren bestand nun der Reihe nach in folgenden Operationen:

1. Von der betreffenden Substanz wurde ein im Innern möglichst homogener Krystall ausgewählt, und aus demselben mittelst Säge, Messer und Feile eine Platte parallel der morphologischen Axe hergestellt, wenn nicht etwa schon die natürliche Ausbildung des Krystalles dies überflüssig machte. Ist eine solche Platte dick, so bekömmt sie bei der Anwendung der Wärme fast immer Sprünge. Obwohl nun letztere den Versuch meist nicht zu stören scheinen, so ist doch zur Vermeidung dieses Umstandes die Anwendung

möglichst dünner Platten gerathener, welche freilich bei der folgenden Operation leicht zu Grunde gehen.

2. Durch die Mitte der Platte wurde nun senkrecht zu ihr mittelst eines sogenannten Metallbohrers ein enges Loch gebohrt, indem der Bohrer einfach mit den Fingerspitzen um seine Axe gedreht wurde. Dieser Proceß geht rascher von Statten, wenn man die Spitze des Bohrers mit dem Lösungsmittel des Krystalles befeuchtet, nur bekommt dann das Loch meist einen etwas größeren Durchmesser. Man wendet daher zum Befeuchten zweckmäßiger eine concentrirte Lösung der Substanz an, wovon man ja nur äußerst wenig bedarf. In dem Momente, als der Bohrer auf der entgegengesetzten Seite der Platte herausdringt, springt die Platte häufig entzwei, dieß kann aber dadurch verhindert werden, daß man von beiden Seiten gegen einander bohrt. Der zu meinen Versuchen angewendete Metallbohrer brachte ein Loch mit einem Durchmesser von 0,6 Millim. hervor.

3. Die Platte wurde hierauf auf einer Seite noch etwas abgeschliffen (zuletzt feucht auf einer rauhen Glastafel), um die Ränder des Loches vollkommen scharf zu haben. Diese, auf der Glastafel rauh gemachte Seite muß dann mit einem leicht schmelzenden Körper gleichförmig überzogen werden, wozu eine Mischung von Wachs und Terpentin mit einem Schmelzpunkt von beiläufig 40° C. angewendet wurde. Bei einzelnen besser leitenden Krystallen nimmt man zweckmäßig etwas härteres Wachs. Krystalle, welche eine gelinde Erwärmung vertragen, kann man leicht mit Wachs durch Schmelzung desselben überziehen. Doch meist ist das Gegentheil der Fall; eine solche Platte wurde zuerst mit Wachs gut eingerieben, und dann dasselbe mechanisch möglichst gleichförmig vertheilt, eine Operation, die mit so weichem Wachs keine Schwierigkeiten darbietet. Die Wachsschicht soll natürlich möglichst dünn seyn.

4. In das Loch wurde nun von der überzogenen Seite her eine Nähnadel von solcher Dicke eingeführt, daß sie etwa nach einem Drittel ihrer ganzen Länge in der Platte fest stecken blieb. Um zu verhindern, daß bei Erwärmung

der Nadel die Platte nicht etwa längs derselben herabgleite, wurde unter die Platte noch ein dünner Kork gesteckt, auf welchem sie fest aufsafs. Die Nadel wurde dann mit ihrer Spitze in einen Schraubstock aufrecht eingeklemmt, und derselbe mit dem einen Poldraht einer galvanischen Batterie verbunden; legt man dann den anderen Poldraht an das obere Ende der Nadel an, so erleidet dieselbe eine Erwärmung, welche noch dadurch etwas regulirt werden kann, dafs man den Poldraht näher oder ferner von der Wachsschicht an die Nadel anlegt. Zur Erzeugung des galvanischen Stromes wurden sechs etwas gröfsere Smee'sche Elemente verwendet, doch wurden dieselben nicht immer vollständig in die Flüssigkeit eingetaucht. Die Erhitzung der Nadel darf nämlich nicht zu rasch geschehen, indem die Platte sonst leicht stärkere Sprünge bekommt, aber sie darf auch nicht zu langsam stattfinden, weil sonst der Uebergang vom geschmolzenen zum fest gebliebenen Wachs ein zu allmählicher ist, und die Umrisse der Ellipse des geschmolzenen und wieder erstarrten Wachses daher schwer festzustellen sind. Der ganze Vorgang kann bequem mit einer Lupe überwacht werden. Ist die Schmelzung des Wachses bis zum gewünschten Punkte vorgeschritten, so entfernt man den einen Poldraht und zieht die Nadel aus der Platte, so lange dieselbe noch warm ist; es bleibt dann nur noch übrig, die Axen der durch das wieder erstarrte Wachs hervorgebrachten Ellipse zu messen, um ihr Verhältnifs kennen zu lernen.

5. Die Messung der Axen geschah mit Hülfe eines mit einem Mefstische versehenen Mikroskopes, wobei eine äufserst geringe Vergröfserung angewendet wurde. Die im Nachfolgenden angegebenen Zahlen sind Tausendtheile eines Wiener Zolles, gehen also durch Multiplication mit 0,02635 (nahezu $\frac{1}{40}$) in Millimeter über. Ich habe diese Zahlen nicht angegeben, weil ich glaube, dafs aus denselben sich wirklich ein genauer Werth für das Verhältnifs der Leitungsfähigkeit senkrecht und parallel zur morphologischen Axe folgern läfst, sondern um zugleich ein Bild von der absoluten

Gröfse der Ellipsen zu geben. Zum Ueberflusse weifs man aus Stefan's Untersuchungen, dafs durch die angegebene Beobachtungsmethode nicht die Geschwindigkeit gefunden werden kann, mit der sich eigentlich die Wärme fortpflanzt, sondern nur die Schnelligkeit des Vordringens einer gewissen Temperatur. Doch liegen unzweifelhaft wenigstens die Maxima dieser beiden Geschwindigkeiten in demselben Sinne.

Je nach der Art des Wärmeleitungsellipsoïdes kann man die einaxigen Krystalle, ähnlich wie in Betreff ihres optischen Charakters, kurz als positive und negative unterscheiden, und zwar nenne ich jene Krystalle, die ein *verlängertes* Wärmeellipsoïd besitzen, *thermisch positiv*, die Krystalle mit einem *abgeplatteten* Ellipsoïd *thermisch negativ*. Erstere bezeichne ich mit τ , letztere mit $\underline{\tau}$. Bei dieser Benennung ist also das Wärmeleitungsellipsoïd immer von derselben Art wie die Wellenfläche des aufserordentlichen Strahles in einem Krystalle mit gleich bezeichnetem optischen Charakter.

Ich habe zum Schlusse dieses Aufsatzes alle bis jetzt untersuchten einaxigen Krystalle mit ihren thermischen Zeichen zusammengestellt und daneben auch ihren optischen Charakter angegeben. Es ergibt sich hieraus, dafs bei weitem in der Mehrzahl der Fälle (17 von 24) die Wärmeleitungsfähigkeit und der optische Charakter eines Krystalles dasselbe Zeichen erhalten. Ob dies mehr als ein blofser Zufall ist, mufs ich dahin gestellt seyn lassen.

In dieser Zusammenstellung sind folgende Gruppen isomorpher Substanzen enthalten;

Ti O ₂ τ	Al O ₃ $\underline{\tau}$	K ₂ Cd Cl τ
Zn O ₂ τ	Fe O ₃ $\underline{\tau}$	Am ₂ Cd Cl τ
KO, 2HO, As O ₅ $\underline{\tau}$		Ca O, S ₂ O ₆ τ
AmO, 2HO, As O ₅ $\underline{\tau}$		Pb O, S ₂ O ₆ $\underline{\tau}$
KO, 2HO, PO ₄ $\underline{\tau}$		
AmO, 2HO, PO ₅ $\underline{\tau}$		

Unter diesen Gruppen hat nur die letzte nicht einerlei Zeichen, was um so auffallender ist, als der unterschwefelsaure Kalk und das entsprechende Bleisalz auch entgegengesetzten optischen Charakter haben. Freilich sind gerade für diese zwei Salze die nachfolgenden Beobachtungen am unsichersten, indem für dieselben die Ellipsen sich nur äußerst wenig von Kreisen unterscheiden. Aber auch die letzte Thatsache allein ist mit Rücksicht auf das entgegengesetzte optische Verhalten dieser Krystalle von Interesse.

Tetragonale Krystalle.

1. Ammonium Kupferchlorid $\text{AmCuCl}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$.

Zwei Versuche mit Platten angestellt, die durch natürliche Flächen gebildet waren, gingen sehr gut von Statten, wie dies überhaupt für Ammoniumsalze Regel ist. Die längere Axe der Wärmeleitungsellipse ist parallel der morphologischen Axe, diese Substanz daher thermisch *positiv*. Die Messung der Ellipsenaxen ergab:

$$1. \text{ Versuch } 83 : 76 = 1 : 0,92.$$

$$2. \quad \quad \quad 85 : 78 = 1 : 0,94.$$

2. Magnium Platineyanür $\text{MgPtCy}_2 + 3\text{H}_2\text{O}$.

Zur Untersuchung wurde die eine Hälfte eines etwas größeren Krystalles verwendet, an welchem die Formen $[001]$, $[100]$, $[111]$ mit den Winkeln.

$$(111) (001) = 42^\circ 16'$$

$$(111) (100) = 62^\circ 27'$$

beobachtet wurden. Der erste Versuch ergab ohne weitere Schwierigkeiten eine Ellipse mit den Axenlängen

$$69 : 76 = 0,91 : 1.$$

Nachdem dieselbe Platte von Neuem mit Wachs überzogen und der Wirkung des galvanischen Stromes ausgesetzt worden war, fand man an einer schönen Ellipse

$$73 : 78 = 0,93 : 1.$$

In beiden Fällen konnte man schon mit freiem Auge leicht erkennen, daß diese Substanz thermisch *negativ* ist.

3. Phosphorsaures Kali $\text{KO}, 2\text{H}_2\text{O}, \text{PO}_3$.

Ein mit einer natürlichen Platte angestellter Versuch gab eine Ellipse, für deren Axen das Verhältniß

$$55 : 66 = 0,83 : 1$$

gefunden wurde. Hierbei ist die kürzere Axe parallel der morphologischen Axe, diese Substanz daher thermisch *negativ*.

4. Phosphorsaures Ammoniak $\text{AmO}, 2\text{H}_2\text{O}, \text{PO}_3$.

Diese Substanz, isomorph der vorhergehenden, ist, was die Leitungsfähigkeit der Wärme betrifft, ebenfalls *negativ*. Für die Längen der Ellipsenaxen ergaben die an natürlichen Platten angestellten Versuche folgende Werthe:

1. *Versuch*. Platte beiläufig 6 Millim. dick

$$78 : 87 = 0,90 : 1.$$

2. *Versuch*. Platte 3 Millim. dick

$$116 : 131 = 0,89 : 1.$$

3. *Versuch*. Ellipse nicht ganz regelmäsig

$$84 : 98 = 0,86 : 1.$$

5. Arsensaures Kali $\text{KO}, 2\text{H}_2\text{O}, \text{AsO}_3$.

Bei dem einzigen mit einer natürlichen Platte angestellten Versuche mußte der galvanische Strom verhältnißmäsig länger wirken. Wie man schon mit freiem Auge leicht erkannte, ist auch diese Substanz thermisch *negativ*; die Messung aber ergab

$$76 : 86 = 0,88 : 1.$$

6. Arsensaures Ammoniak $\text{AmO}, 2\text{H}_2\text{O}, \text{AsO}_3$.

Eine dünne natürliche Platte lehrte, daß auch diese Substanz, die mit den drei vorhergehenden isomorph ist, sich in Betreff der Wärmeleitungsfähigkeit *negativ* verhält. Die durch wiederholte Anwendung des galvanischen Stromes hervorgebrachte Ellipse gab für das Verhältniß ihrer Axen

$$64 : 76 = 0,84 : 1.$$

7. Schwefelsaures Nickeloxyd NiO , SO_3 + $6\text{H}_2\text{O}$.

Zwei in einem Zwischenraume von fünf Jahren ausgeführte Versuche ergaben übereinstimmend die Wärmeleitungsfähigkeit dieser Substanz *negativ*. Die gefundenen Axenverhältnisse waren:

$$1. \text{ Versuch } 103 : 107 = 1 : 0,96,$$

$$2. \quad \quad \quad 81 : 89 = 1 : 0,91.$$

8. Essigsaurer Kupferoxydkalk CaO , CuO , $2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_2$ + $8\text{H}_2\text{O}$.

In den Versuchen wurden Platten verschiedener Dicke verwendet, welche entweder durch die vorherrschenden Prismenflächen oder durch die um 45° dagegen geneigten Theilungsflächen gebildet waren. Letztere machen jedoch das Bohren des Loches schwierig, da sie leicht den Zerfall der bearbeiteten Platte bewirken. Man kann bei diesem Salze das Bohren des Loches dadurch umgehen, dass man senkrecht auf die mit Wachs überzogene Fläche eine erhitzte abgebrochene Nadel setzt. Dieselbe schmilzt bis zu einer gewissen Tiefe in die Platte, die dadurch eine ziemlich regelmässige Erwärmung erleidet ¹⁾. Die auf diese Weise angestellten Versuche sind durch ein vorgesetztes Sternchen bezeichnet.

Diese Substanz wurde übereinstimmend bei allen Versuchen als thermisch *positiv* bestimmt; die einzelnen für die Ellipsenaxen gefundenen Werthe sind:

1. *Versuch*. Platte ungefähr 6 Millim. dick

$$134 : 118 = 1 : 0,88.$$

*2. *Versuch*. Eine andere Stelle derselben Platte

$$68 : 63 = 1 : 0,93.$$

*3. *Versuch*.

$$100 : 92 = 1 : 0,92.$$

1) Bei Krystallen, in welchen die glühende Nadel nicht eindringt, ist diese Methode ziemlich unbrauchbar, da die von der Nadel ausgestrahlte Wärme zu sehr überwiegt. Aber auch sonst dürften aus dem letzteren Grunde die durch diese Methode gefundenen Axendifferenzen zu klein ausfallen.

4. *Versuch.* Ellipse nicht ganz gut
 $112 : 102 = 1 : 0,91.$
5. *Versuch.* Ellipse ebenfalls nicht ganz schön
 $125 : 111 = 1 : 0,89.$
6. *Versuch.* Ellipse ziemlich gut
 $134 : 116 = 1 : 0,87.$
7. *Versuch.* Fünf Jahre später angestellt; schöne Ellipse
 $114 : 109 = 1 : 0,96.$

9. Harnstoff $C_2O_2H_4N_2$.

Die Krystalle, welche mir von dieser Substanz zu Gebote standen, waren leider im Innern sehr zerklüftet, doch konnten wenigstens sehr dünne homogene Platten aus ihnen hergestellt werden. Mittelst solcher fand ich diese Substanz thermisch *positiv* und erhielt für das Verhältniß der Ellipsenaxen:

1. *Versuch,*
 $94 : 80 = 1 : 0,85.$
2. *Versuch,* nicht so schöne Ellipse
 $58 : 54 = 1 : 0,93.$

Hexagonale Krystalle.

10. Kalium-Cadmiumchlorid K_2CdCl .

Die Herstellung von durchlöcherten Platten aus dieser Substanz bietet große Schwierigkeiten, indem in Folge der ausgezeichneten Theilbarkeit nach den Rhomboëderflächen die Krystalle bei der Bearbeitung leicht zerbröckeln. Eben so bekommen die Platten bei der Erwärmung immer Sprünge. Die Wärmeleitung ist *positiv* und die beobachteten Längen der Ellipsenaxen waren:

1. *Versuch,*
 $71 : 68 = 1 : 0,96.$
2. *Versuch.* Ellipse nicht ganz regelmässig.
 $78 : 71 = 1 : 0,91.$

11. Ammonium-Cadmiumchlorid Am_2CdCl .

Diese Substanz läßt sich im Gegensatze der vorhergehenden, mit der sie isomorph ist, gut bearbeiten. Zu Gebote

stand eine von natürlichen Flächen gebildete Platte, welche die Wärme ziemlich gut leitete und eine parallel der morphologischen Axe stark verlängerte Ellipse gab. Demzufolge ist diese Substanz ebenfalls thermisch *positiv*. Die Axenlängen konnten nicht gemessen werden, da die Platte früher in Verlust gerieth.

12. Nickel-Kieselfluorid $\text{NiSiF}_6 + 6\text{H}_2\text{O}$.

Diese Substanz, welche sich leicht bearbeiten läßt, gab auf Platten, gebildet durch natürliche Flächen, Ellipsen mit den folgenden Axenlängen:

1. *Versuch*, Platte ungefähr 2 Millim. dick

$$120 : 110 = 1 : 0,92.$$

2. *Versuch*, ähnliche Platte, Ellipse nicht ganz regelmässig

$$95 : 91 = 1 : 0,96.$$

3. *Versuch*, fünf Jahre später angestellt

$$115 : 103 = 1 : 0,90.$$

Da in allen Fällen die grössere Axe parallel der morphologischen Axe gefunden wurde, so ist diese Substanz thermisch *positiv*.

13. $\text{FeK}_2\text{Cy}_3 + \text{NaO}, \text{NO}_3 + \text{KO}, \text{NO}_3$.

Diese merkwürdige Doppelverbindung, welche sich zuweilen aus den Rückständen der Blutlaugensalzfabrikation ausscheidet, wurde von Dr. C. A. Martius nebst der von mir ausgeführten krystallographischen Bestimmung in den Monatsberichten der königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Jahrgang 1866, beschrieben.

Die Krystalle sind ausgezeichnet theilbar nach der Fläche (111); dieß und der Umstand, daß sie bei der Anwendung von Wärme leicht decrepitiren, macht die Orientirung der Wärmeleitungsfähigkeit an ihnen schwierig. Dieselbe ist übrigens jedenfalls *negativ*.

1. *Versuch*. Die Sprünge, welche die Platte bei Anwendung des galvanischen Stromes erhält, scheinen nicht zu

stören, kleinere Axe parallel der morphologischen Axe. Ihr Verhältniß zur längeren Axe ist

$$97 : 106 = 0,92 : 1.$$

2. *Versuch* an einer neuen Platte angestellt, welche ebenfalls Sprünge bekam; eine Ellipticität konnte an der erhaltenen Curve nicht nachgewiesen werden.

3. *Versuch* wurde an einer nicht durchlöcherten Platte mit einer schwach glühenden Nadel ausgeführt. Die Ellipse hat ihre kleinere Axe parallel der morphologischen Axe, und das Axenverhältniß

$$62 : 65 = 0,97 : 1.$$

4. *Versuch* auf dieselbe Weise wie der vorhergehende Versuch angestellt, gab er für die Lage der kleineren Ellipsenaxen auch das gleiche Resultat; doch bekam die Platte Sprünge. Es wurde für das Axenverhältniß beobachtet:

$$84 : 93 = 0,90 : 1.$$

14. Unterschwefelsaurer Kalk CaO , S_2O_5 .

Die Beobachtungen an dieser Substanz sind ziemlich schwierig, da die künstlich herzustellenden Platten schon bei der mechanischen Bearbeitung leicht zerbrechen und bei der Anwendung von Wärme sehr leicht Sprünge bekommen. Da einzelne Beobachtungen widersprechende Resultate gaben, so wurde die nachfolgende gröfsere Reihe von Versuchen angestellt, bei welchen die Dimensionen der zur morphologischen Axe parallelen Ellipsenaxe immer zuerst angeführt ist.

1. *Versuch*, sehr dünne Platte, gute Curve

$$66 : 66.$$

2. *Versuch*, dieselbe Platte mit neuem Wachs überzogen, etwas unregelmäßige Ellipse

$$69 : 67.$$

3. *Versuch*, dünne kleine Platte, unregelmäßige Ellipse

$$79 : 72.$$

4. *Versuch*, sehr dünne Platte, ziemlich gute Ellipse, durch wiederholte Anwendung des galvanischen Stromes erhalten

$$77 : 66.$$

5. *Versuch*, dünne Platte, mit etwas dickerer Wachsschicht, gute Ellipse

75 : 77.

6. *Versuch*, dieselbe Platte mit dünner Wachsschicht

70 : 67.

7. *Versuch*, nicht ganz dünne Platte, bekam also gleich Sprünge

78 : 78.

8. *Versuch*, dünne Platte, gute Ellipse

74 : 67.

9. *Versuch*, schöne Ellipse, aber Sprünge

73 : 70.

10. *Versuch*

65 : 65.

Der Mehrzahl dieser Beobachtungen zufolge dürfte diese Substanz in Betreff ihrer Wärmeleitungsfähigkeit sich *positiv* verhalten.

15. Unterschweifelsaures Bleioxyd PbO , S_2O_3 .

Diese Substanz, isomorph mit der vorhergehenden, läßt sich sehr leicht mechanisch bearbeiten, doch bekommen die Platten, falls sie nicht sehr dünn sind, bei Anwendung von Wärme ebenfalls Sprünge. Da diese Substanz im Gegensatz zu der entsprechenden Kalkverbindung in der Mehrzahl der Fälle thermisch *negativ*, aber mit sehr geringer Ellipticität gefunden wurde, so wurde zur genauen Constatirung dieser Thatsache auch hier eine größere Anzahl von Beobachtungen ausgeführt. Dieselben sind meist mit sehr dünnen Platten angestellt; zu einigen Versuchen wurde dieselbe Platte verwendet, indem man sie entweder frisch mit Wachs überzog, oder sie auch mit der früheren Ellipse von Neuem der Wirkung des galvanischen Stromes aussetzte. Die nachfolgenden Zahlen geben die in den einzelnen Versuchen beobachteten Dimensionen der Ellipsen und zwar bezieht sich die erste Reihe auf die der morphologischen Axe parallelen Ellipsenaxen; die besser scheinenden Versuche sind mit nachgesetztem Sternchen bezeichnet.

1. Versuch	140 : 140
2. „	52 : 52
3. „	53 : 51
4. „	67 : 67
5. „	56 : 55
6. „	80 : 76
7. „	90 : 93
8. „	90 : 91
9. „	80 : 80
10. „	86 : 86
11. „	88 : 90*
12. „	117 : 117
13. „	75 : 75
14. „	71 : 74*
15. „	89 : 95
16. „	76 : 80*
17. „	64 : 66*
18. „	77 : 81
19. „	85 : 92.

In der folgenden Tabelle, welche alle an einaxigen Kry-
 stallen ausgeführten Orientirungen der Wärmeleitungsfähig-
 keit enthält, sind die Beobachtungen von Senarmont¹⁾
 mit *S*, eine von Matteucci²⁾ herrührende Beobachtung
 mit *M*, und die im Vorhergehenden angeführten Versuche
 mit *L* bezeichnet.

Substanz	Opt. Charakt.	Wärme-Lei- tungsfähigkeit
Tetragonal.		
Rutil Ti O_2	+	τ <i>S</i> +
Zinnstein Sn O_2	+	τ <i>S</i> +
Calomel Hg_2Cl	+	τ <i>S</i> +
Am $\text{Cu Cl}_2 + 2\text{H O}$	—	τ <i>L</i> +

1) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 3^e S., t. 21 et 22.

2) *Ibid.* 3^e S., t. 43, p. 467.

Substanz	Opt. Charakt.	Wärme-Lei- tungsfähigkeit
$\text{MgPtCy}_2 + 3\text{HO}$	+	τL
$\text{KO}, 2\text{HO}, \text{PO}_5$	—	τL
$\text{AmO}, 2\text{HO}, \text{PO}_5$	—	τL
$\text{KO}, 2\text{HO}, \text{AsO}_5$	—	τL
$\text{AmO}, 2\text{HO}, \text{AsO}_5$	—	τL
$\text{NiO}, \text{SO}_3 + 6\text{HO}$	—	τL
Idokras	—	τS
$\text{CaO}, \text{CuO}, 2\text{C}_4\text{H}_3\text{O}_2 + 8\text{HO}$.	+	τL
Harnstoff $(\text{CO})_2\text{H}_4\text{N}_2$	+	τL

Hexagonal.

Wismuth		M
Hämatit Fe_2O_3		τS
Korund Al_2O_3	+	τS
Quarz SiO_2	+	τS
Kalkspath CaO, CO_2	—	τS
K_2CdCl	+	τL
Am_2CdCl	+	τL
$\text{NiSiF}_2 + 6\text{HO}$	+	τL
$\text{FeK}_2\text{Cy}_3 + \text{NaO}, \text{NO}_5 + \text{KO}, \text{NO}_5$	—	τL
$\text{CaO}, \text{S}_2\text{O}_5$	—	τL
$\text{PbO}, \text{S}_2\text{O}_5$	+	τL
Beryll	—	τS
Turmalin	—	τS

III. *Ueber schiefwinkliche optische Elasticitäts- axen; von Dr. Albrecht Schrauf.*

Custos des k. k. Hof-Mineralien Kabinets in Wien.

Die in der Krystalloptik gewonnenen mathematischen Gesetze gründen sich im Wesentlichen auf die Variationen der Elasticität oder Dichte nach den drei Dimensionen des Raums. Diese Ableitungen, welche meist auf die Cauchy'sche Methode, periodische Schwingungsfunktionen von allgemeinen Gleichgewichtsgleichungen herzuleiten, gegründet sind, können gewiss auch dann für annähernd richtig gelten, wenn man statt der Eigenschaften des Aethers, die Eigenschaften der Materie selbst in diesen Gleichungen zum Ausdruck bringen würde. Es sind eben Ableitungen, welche nur die Form der Bewegung ohne Rücksicht auf das bewegte Mittel darstellen.

Für jene Fälle, wo die Materie nach den drei rechtwinklichen Coordinaten des Raums im Krystalle verschieden angeordnet ist, wird die Symmetrie der Substanz mit den allgemeinen Annahmen übereinstimmen können, die den obigen Cauchy'schen Methoden zu Grunde liegen, und dem Ellipsoide der Körpereigenschaften mag auch ein optisches Ellipsoid von gleicher Lage der Axen entsprechen. Anders müssen sich jedoch die Verhältnisse gestalten, wenn die Anordnung der Materie im Raume nicht symmetrisch nach drei senkrechten Axen erfolgt ist und wenn sich somit die Wirkung der $\pm$ Quadranten in den Hauptschnitten nicht aufhebt. Da also im monoklinischem und triklinischem Systeme die optische und morphologische Symmetrie nicht übereinstimmt, so hat man für diese Fälle schiefwinkliche Elasticitätsaxen substituirt, welche gleichsam der Symmetrie des hypothetischen Lichtäthers genügen sollten. Zu bemerken ist, daß Fresnel jene Richtungen Elasticitätsaxen nennt, gegen welche die durch die Bewegung des Moleküls geweck-

ten Kräfte symmetrisch sind, und in welchen das bewegte Molecül wieder auf seine frühere Lage zurückkehrt.

Die Abhandlung von Angström¹⁾, welcher zuerst die schiefwinklichen Elasticitätsachsen in die Cauchy'schen Entwicklungen einführte, gab bereits interessante Details über die Hauptschwingungsachsen und deren Neigung zu den Elasticitätsachsen. Für die von Angström nicht berücksichtigte Dispersion der Hauptschwingungsachsen suchten Grailich und Lang²⁾ eine Erklärung. Ohne das Verdienst Angströms zu schmälern, muß man doch zugeben, daß die von ihm angewendete Methode sich schon mit der zweiten Potenz begnügt und auf die morphologische Symmetrie nur wenig Rücksicht nimmt. Grailich und Lang haben wohl zuerst auf die Nothwendigkeit, die vierten Potenzen zu berücksichtigen, hingewiesen, sind jedoch bei der Entwicklung der Anfangsgleichungen von rechtwinkligen Coordinaten ausgegangen.

Jedenfalls ist die Existenz schiefwinkliger Elasticitätsachsen der möglichst allgemeine Fall und muß daher selbst dann berücksichtigt werden, wenn man auf die Existenz des Aethers Verzicht leistet. Ich habe es daher für zweckmäßig gehalten, bei Entwicklung der allgemeinen Bewegungsgleichungen sowohl von schiefwinklichen Elasticitätsachsen auszugehen, als auch die für klinorhombische Krystalle angenommene asymmetrische Austheilung der Materie zu berücksichtigen.

§. 1. Die ersten Sätze zur Ableitung der allgemeinen Bewegungsgleichungen, welche den bekannten Annahmen von Cauchy und Angström analog sind, werde ich im Nachfolgenden kurz andeuten³⁾. Bezeichnet man mit $f(r)$ das Potenzial der Einwirkung zweier Nachbarmoleküle m und m , deren Coordinaten im Falle einer Bewegung für m die Werthe $x + x$, $y + y$, $z + z$; hingegen für das Mole-

1) Angström, *Nov. Acta Upsal* 1849, vol. XIV.

2) Grailich und Lang, *Sitzb. Acad. Wien* 1858, Bd. 33.

3) Vergl. Schrauf *Lehrb. d. Physik d. Krystalle*, Wien 1868. S. 76 und S. 197.

kül m die Werthe $[x + \Delta x + x + \Delta x] \dots\dots$ erlangen, während die Distanz mm in $(r + \Delta r)$ übergeht; so kann die bewegende Kraft durch das zweite Differential des Weges nach der Zeit gemessen werden.

$$d_i^2 x = \Sigma m (\Delta x + \Delta x) f(r + \Delta r)$$

oder, da auch $f(r + \Delta r) = f(r) + \Delta r d_r f(r) + \dots$

$$d_i^2 x = \Sigma m [f(r) + \Delta r d_r f(r)] [\Delta x + \Delta x] \quad (I)$$

analog für $d_i^2 y$ und $d_i^2 z$.

Bei der Annahme von schiefwinklichen Coordinatenachsen X, Y, Z ; für welche

$$\cos XY = \zeta \quad \cos XZ = \eta \quad \cos YZ = \xi$$

wird dann die Distanz der Moleküle mm

$$r^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 + 2\zeta \Delta x \Delta y + 2\eta \Delta x \Delta z + 2\xi \Delta y \Delta z$$

oder nach totaler Differentiation

$$\begin{aligned} r \Delta r = & (\Delta x + \zeta \Delta y + \eta \Delta z) \Delta x + \\ & (\zeta \Delta x + \Delta y + \xi \Delta z) \Delta y + \\ & (\eta \Delta x + \xi \Delta y + \Delta z) \Delta z. \end{aligned}$$

Substituirt man diese Werthe für Δr in der Gleichung (I); vernachlässigt die höheren Potenzen von $\Delta x, \Delta y, \Delta z$; berücksichtigt ferner die allgemeinen Gleichgewichtsgleichungen $[\Sigma m \Delta x f(r) = 0]$; so erhält man leicht

$$\begin{aligned} (II.) \quad d_i^2 x = \Sigma m \left\{ f(r) \Delta x + \frac{d_r(f)r}{r} \right. \\ \left[(\Delta x^2 + \zeta \Delta x \Delta y + \eta \Delta x \Delta z) \Delta x + \right. \\ (\zeta \Delta x^2 + \Delta x \Delta y + \xi \Delta x \Delta z) \Delta y + \\ \left. (\eta \Delta x^2 + \xi \Delta x \Delta y + \Delta x \Delta z) \Delta z \right] \left. \right\} \end{aligned}$$

analog für $\Delta_i^2 y$ und $\Delta_i^2 z$.

Bekanntlich lehren die Untersuchungen Cauchy's, dafs die Integration dieser Gleichungen ermöglicht wird, durch die Einführung einer Exponentialform und durch die Substitution der Cosinusse A, B, C von den Winkeln der Wellennormale zu den Coordinatenachsen für die in derselben Exponentialform vorhandenen $d_x; d_y; d_z$; entsprechend

$$(III.) \quad \Delta x = \left[e^{(A \Delta x + B \Delta y + C \Delta z) \frac{2\pi}{\lambda}} - 1 \right]_x.$$

Während ich bis hierher in der Entwicklung bekannten Grundsätzen folge, so habe ich im Nachfolgenden mit Rücksichtnahme auf die asymmetrische Austheilung der Materie andere Methoden angewandt.

Bei der Entwicklung der Exponentialform (III) tritt nämlich die Frage heran, bis zu welchen Potenzen dieselbe zu führen und welche Glieder zu berücksichtigen sind. Letztere Frage kann nur mit Beziehung auf die Gruppierung der Materie im Raume gelöst werden. Bekanntlich wird für die orthogonalen Krystallsysteme eine vollständige Symmetrie der Materie nach den drei Seiten des Raumes vorausgesetzt, so daß allen möglichen Combinationen von $(\pm h \pm k \pm l)$ gleichwerthige materielle Punkte entsprechen. Hingegen wird man in dem von uns beobachteten Falle, wo das Axensystem triklinisch ist, auch eine asymmetrische Austheilung der materiellen Punkte annehmen müssen, so daß jedem h, k, l nur sein Gegenpunkt $-h, -k, -l$ entspricht. Die Anwendung dieses Grundsatzes auf die Entwicklung von (III) lehrt, daß jedem $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ nur ein gleichwerthiges System von $-\Delta x, -\Delta y, -\Delta z$ entspricht.

Es erhellt hieraus, daß bei der Einführung der entwickelten Exponentielle in (II) die erste und dritte Potenz Molecularsummen $[\sum m \Delta x, \sum m \Delta x^3 \dots]$ liefern, die auf Grund des Symmetriegesetzes Null sind. Da somit die erste und dritte Potenz wegfällt, so ist es erklärlich, daß man sich nicht mit einem Gliede der Reihe begnügen, sondern die zweite und vierte Potenz berechnen müsse.

In Folge dessen kann man setzen:

$$\begin{aligned}
 \text{(III).} \quad & \left[e^{(A\Delta x + B\Delta y + C\Delta z) \frac{2\pi}{\lambda}} - 1 \right] = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \nabla (1 + \nabla^2) \\
 & = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{1 \cdot 2} (A\Delta x + B\Delta y + C\Delta z)^2 \left[1 + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{1}{3 \cdot 4} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (A\Delta x + B\Delta x + C\Delta z)^2 + \dots \right].
 \end{aligned}$$

Man gewinnt hierdurch ein Mittel, die Gleichung (II) einfacher zu gestalten, namentlich wenn man die folgenden

Abkürzungen wählt, in welchen die Indices als Zeichen für die Potenz gelten. Setzt man:

$$(IV.) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \Sigma m f(r) = \varphi & \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta y^2 = \psi_{yy} \\ \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x^2 = \psi_{xx} & \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta y = \psi_{xy} \\ \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta z^2 = \psi_{zz} & \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta z = \psi_{xz} \\ \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta y = \psi_{xy} & \Sigma m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta y \Delta z = \psi_{yz} \end{array} \right.$$

Durch Einführung dieser Abkürzungen erhält man die einfache Gleichung

$$(V.) \quad d_i^2 x = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \nabla(1 + \nabla') [(\varphi + \psi_{xx} + \zeta \psi_{xy} + \eta \psi_{xz})x + (\psi_{xy} + \zeta \psi_{xx} + \xi \psi_{zz})y + (\psi_{xz} + \eta \psi_{xy} + \xi \psi_{yz})z]$$

und analog für $d_i^2 y$ und $d_i^2 z$.

Diese Gleichungen lassen sich auch auf die bekanntere Form der analogen Gleichungen Angström's und Cauchy's zurückführen, wenn die Integrationsconstanten andere Bezeichnungen erhalten. Setzt man:

$$(VI.) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \varphi \nabla(1 + \nabla') = \omega & \psi_{xx} \nabla(1 + \nabla') = \wp \\ \psi_{xx} \nabla(1 + \nabla') = \wp & \psi_{xy} \nabla(1 + \nabla') = \mathfrak{D} \\ \psi_{xy} \nabla(1 + \nabla') = \mathfrak{D} & \psi_{xz} \nabla(1 + \nabla') = \mathfrak{N} \\ \psi_{xz} \nabla(1 + \nabla') = \mathfrak{N} & \psi_{yz} \nabla(1 + \nabla') = \mathfrak{R} \end{array} \right.$$

so verwandeln sich die Gleichungen des Systems (V) in:

$$(VII.) \quad \left\{ \begin{array}{l} d_i^2 x = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \{ (\omega + \wp + \zeta \mathfrak{D} + \eta \mathfrak{N})x + (\mathfrak{D} + \zeta \wp + \xi \mathfrak{D})y + (\eta \wp + \xi \mathfrak{D} + \mathfrak{D})z \} \\ d_i^2 y = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \{ (\zeta \mathfrak{M} + \mathfrak{D} + \eta \mathfrak{N})x + (\omega + \mathfrak{M} + \zeta \mathfrak{D} + \xi \mathfrak{R})y + (\xi \mathfrak{M} + \eta \mathfrak{D} + \mathfrak{R})z \} \\ d_i^2 z = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \{ (\eta \mathfrak{N} + \mathfrak{D} + \zeta \mathfrak{R})x + (\xi \mathfrak{N} + \zeta \mathfrak{D} + \mathfrak{R})y + (\omega + \mathfrak{N} + \eta \mathfrak{D} + \zeta \mathfrak{R})z \}. \end{array} \right.$$

Diese Gleichungen führen, wie Angström gezeigt, zu einem allgemeinen Elasticitätsellipsoid ¹⁾

$$\Omega^2 = \mathcal{L}x^2 + \mathcal{M}y^2 + \mathcal{N}z^2 + 2\mathcal{P}xy + 2\mathcal{Q}xz + 2\mathcal{R}yz \quad (\text{VIII}),$$

worin $\Omega^2 = \omega^2 - \varpi^2$; ω die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts; und x, y, z die Cosinusse derjenigen Winkel sind, welche die Schwingungsrichtung des Molecüls zu den Elasticitätsachsen bildet.

§. 2. Mit Zugrundelegung des Elasticitätsellipsoides (VIII) lassen sich auch die allgemeinen Fälle des Durchgangs einer Welle durch einen monoklinischen oder triklinischen Krystall erörtern. Namentlich wird die Durchschnittsfläche der Welle mit diesem Ellipsoide und für die Lage der Polarisationsebene des doppeltgebrochenen Strahls, das Maximum und Minimum des Krümmungshalbmessers dieses Durchschnitts zu suchen seyn. Da der Lage dieser letztgenannten Radien wirkliche Bewegungen entsprechen sollen, so ist es nöthig, dafs dieselben rechtwinklich zu einander sind, indem sonst jede Bewegung nach der Einen Richtung auch Bewegungen nach den beiden andern Richtungen nach sich ziehen würde. Wir sind daher zur Annahme gezwungen, dafs selbst für die Fälle schiefwinkliger Elasticitätsachsen sich eine Welle beim Durchgang durch den Krystall in zwei senkrecht zu einander schwingende Wellenbündel theilt.

Eine solche Theilung der unpolarisirten Welle in zwei polarisirte Componenten erfolgt in prismatischen Krystallen derart, dafs wenn die Wellenebene mit einer der Coordinatenebenen XZ, YZ, ZX , zusammenfällt, auch die Vibrationsrichtungen mit den sogenannten Elasticitätsachsen zusammenfallen. Nimmt man hingegen ein System geneigter Elasticitätsachsen an, so müssen wohl auch hierbei die Schwingungsrichtungen auf einander senkrecht stehen, doch können sie nicht mit den geneigten Elasticitätsachsen zusammenfallen. Man pflegt diese zu einander senkrechten, in die optischen Hauptschnitte fallenden Schwingungsrichtungen:

1) Vergl. auch Schrauf L. d. Phys. d. Krystalle, 1868, S. 201.

Axen der Polarisation oder Hauptschwingungsachsen X , Y , Z , zu nennen. Wie keines weiteren Beweises nöthig, bestimmt die Lage von X , Y , Z , auch die Lage der übrigen optischen Phänomene und optischen Axen.

Da eine Welle, die einen *monoklinischen* Krystall parallel zu seiner Symmetrieebene durchläuft, sich jedenfalls in zwei senkrecht zu einander polarisirte Schwingungen theilt, so sind nun die Bedingungen aufzusuchen, unter welchen eine solche Trennung erfolgt.

Fraglich ist es ferner, ob, wenn bei schiefwinklichen Elasticitätsachsen die Hauptschwingungsachsen in die Richtung von Maximum und Minimum fallen, nicht etwa hierzu noch ein anderes mechanisches Gesetz tritt, welches die Neigung dieser Vibrationen im Hauptschnitte zu den geneigten Elasticitätsachsen bestimmt.

Zu berücksichtigen ist gleichzeitig, daß diese Hauptschwingungsachsen für die verschiedenen Farben auch verschiedene Lage in der Symmetrieebene des monoklinischen Krystalls haben.

Um die Beziehungen der Hauptschwingungsachsen zu den Elasticitätsachsen aufzufinden, genügt es von dem Elasticitätsellipsoide (VIII) zu einem Ellipsoide überzugehen, welches über die orthogonalen Hauptschwingungsachsen construirt ist. Es kann eine solche Umwandlung dadurch geschehen, wenn man statt der Winkel α , β , γ der Vibrationsrichtung zu den Elasticitätsachsen, die Winkel α , β , γ derselben Richtung aber zu den Hauptschwingungsachsen einführt.

Hierdurch treten bei dem monoklinischen Systeme Vereinfachungen bemerkenswerther Art ein, indem mehrere der auftretenden Factoren eliminirbar sind. Beim triklinischen Systeme gelangt man trotz dieser Transformationen nur wieder zu einem complicirteren Ausdrucke.

§. 3. Die Grundbedingungen der optischen Verhältnisse des *monoclinischen* Systems sind jenen der krystallographischen Symmetrie analog. Eine Elasticitätsaxe fällt mit der Krystallaxe y zusammen, während hingegen die bei den an-

den Elasticitätsachsen in der Symmetrieebene xz liegen. Es müssen somit auch zwei der Hauptschwingungsachsen in der Ebene xz liegen, können jedoch mit den in derselben Ebene liegenden als schiefwinklich angenommenen Elasticitätsachsen nicht zusammenfallen, sondern werden von denselben um einen beliebigen Winkel Θ abweichen. Nur die dritte Hauptschwingungsaxe fällt mit der entsprechenden Elasticitäts- und Coordinatenaxe Y zusammen.

Um die Bestimmung der optischen Verhältnisse in der Symmetrieebene monokliner Krystalle zu ermöglichen, genügt es eine Welle zu wählen, die parallel mit dieser genannten Ebene den Krystall durchläuft, und in Folge dessen dann

$$(IX_a) \quad A = 0; \quad B = 1; \quad C = 0$$

wird. Im allgemeinen Falle einer beliebigen Vibration der Theilchen in der Welle wird dann

$$(IX_b). \quad x = x \quad y = 0 \quad z = z$$

Führt man diese Annahmen in das allgemeine Elasticitätsellipsoid ein, so reducirt sich dieselbe, noch immer auf ein geneigtes Axensystem bezogen, auf:

$$(X) \quad \Omega^2 = \mathfrak{L}x^2 + \mathfrak{N}z^2 + 2\mathfrak{D}xz$$

in welcher Gleichung für die Constanten die Entwicklung der Functionen ψ und ∇ ausgeführt werden muß.

In Folge der Bedingung (IX_a) reducirt sich vorerst

$$(XI_a) \quad \nabla(1 + \nabla') = \frac{1}{1.2} \Delta y^2 \left[1 + \frac{1}{3.4} \left(\frac{2x}{\lambda} \right)^2 \Delta y^2 + \dots \right],$$

wodurch auch wird

$$(XI_b) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{L} = \sum m \frac{d_x f(r)}{r} \Delta x^2 \nabla(1 + \nabla') \\ \mathfrak{N} = \sum m \frac{d_z f(r)}{r} \Delta z^2 \nabla(1 + \nabla') \\ \mathfrak{D} = \sum m \frac{d_x f(r)}{r} \Delta x \Delta z \nabla(1 + \nabla'). \end{array} \right.$$

In diesen Molecularcoefficienten kommen aber Summen vor, die sich abgekürzt etwa unter der Form schreiben ließen:

$$(XI_c) \quad \begin{cases} \mathfrak{L} = \psi_{x^2y^2} + \frac{C}{\lambda^2} \psi_{x^2y^4} \\ \mathfrak{N} = \psi_{z^2y^2} + \frac{C}{\lambda^2} \psi_{z^2y^4} \\ \mathfrak{D} = \psi_{xy^2z} + \frac{C}{\lambda^2} \psi_{xy^4z} \end{cases}$$

Vergleicht man die summatorischen Functionen in diesen drei Coëfficienten (XI_c) mit der Symmetrie der Materie im Krystall, so ersieht man, dafs $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{N}$ *nie* Null werden können, selbst nicht im Falle der Annahme orthogonaler Coordinatenachsen.

Anders verhält sich der Coëfficient $\mathfrak{D}$; derselbe wird im prismatischen Systeme Null, erhält jedoch einen bestimmten Werth im monoklinischen Systeme. Diefs zeigt sich, wenn man die Summen $\Sigma(xy^2z)$ in beiden Systemen bildet. Es sind nämlich bei holoëdrischer Entwicklung im prismatischen Systeme die Summen von

$$\begin{array}{ll} [+h(\pm k)^2 + l] & [-h(\pm k)^2 - l] \\ [-h(\pm k)^2 + l] & [+h(\pm k)^2 - l] \end{array}$$

Null. Im monoklinischen Systeme erstreckt sich die Summierung von $\Sigma(xy^2z)$ wegen der Asymmetrie der entsprechenden Quadranten nur auf die Glieder:

$$[+h(\pm k)^2 + l] \quad [-h(\pm k)^2 - l],$$

welche sich nicht aufheben.

In Folge dieser Erörterungen sieht man, dafs die für die Symmetrieebene geltende Gleichung (X) sich mit Rücksicht auf die Molekularsummen des monoclinischen Systems nicht weiter reduciren läfst.

§. 4. Um die in §. 2 gestellten Fragen zu beantworten, ist es nöthig von dem Elasticitätsellipsoide zu einem Ellipsoide, construirt über die Hauptschwingungsachsen, überzugehen.

Um diese Substitution durchzuführen, ist es nothwendig und hinreichend, dafs man von den Cosinussen r_3 der Winkel, welche die Vibrationsrichtung (siehe umstehende Figur) V mit den Elasticitätsachsen X_1, Z_1 macht; zu den Cosinussen r_1, r_2 der Winkel übergeht, welche V mit den

Hauptschwingungsachsen X, Z , macht. Denkt man ferner diese Winkel als Funktion von dem Winkel $\mathfrak{S}$, den die Schwingungsaxe X , zu der Elasticitätsaxe X_i macht, sowie von dem Winkel η zwischen den Elasticitätsachsen $X_i Z_i$, so verwandelt sich die Gleichung (X) in die nachfolgende, bereits auf die orthogonalen Hauptschwingungsachsen bezogene Form:

$$(XII) \quad \Omega^2 = \mathfrak{L} [x \cos \mathfrak{S} + \mathfrak{z} \sin \mathfrak{S}]^2 + \dots + \mathfrak{N} [x \cos (\mathfrak{S} + \eta) + \mathfrak{z} \sin (\mathfrak{S} + \eta)]^2 + 2\mathfrak{D} [x \cos \mathfrak{S} + \mathfrak{z} \sin \mathfrak{S}] [x \cos (\mathfrak{S} + \eta) + \mathfrak{z} \sin (\mathfrak{S} + \eta)].$$

Setzt man in diese Gleichung für Ω^2 den Werth $\frac{1}{r^2}$, so erhält man links 1, hingegen im rechten Gliede statt der Cosinusse $x, \mathfrak{z}$, die Coordinaten xz selbst. Da aber diese Coordinaten xz bereits auf die orthogonalen Hauptschwingungsachsen bezogen sind, weshalb eine weitere Transformation des Coordinatensystems unzulässig ist, so erhalten wir auch aus (XII) die Bedingungen, welche die Lage der beiden optischen Axensysteme im Raume abhängig von der Symmetrie der Materie bestimmen.

Unter der Voraussetzung, dafs

$$(XIII) \quad 0 = \mathfrak{L} \cos \mathfrak{S} \sin \mathfrak{S} + \mathfrak{N} \cos (\mathfrak{S} + \eta) \sin (\mathfrak{S} + \eta) + \mathfrak{D} \cos \mathfrak{S} \sin (\mathfrak{S} + \eta) + \mathfrak{D} \cos (\mathfrak{S} + \eta) \sin \mathfrak{S}$$

gesetzt wird, verwandelt sich (XII) in

$$(XIV) \quad 1 = x^2 [\mathfrak{L} \cos^2 \mathfrak{S} + \mathfrak{N} \cos^2 (\mathfrak{S} + \eta) + 2\mathfrak{D} \cos \mathfrak{S} \cos (\mathfrak{S} + \eta)] + y^2 [\mathfrak{L} \sin^2 \mathfrak{S} + \mathfrak{N} \sin^2 (\mathfrak{S} + \eta) + 2\mathfrak{D} \sin \mathfrak{S} \sin (\mathfrak{S} + \eta)].$$

Diese Gleichung XIV bietet einige Eigenthümlichkeiten dar. Erstens haben die Glieder den gemeinschaftlichen Factor $\nabla(1 + \nabla)$; zweitens sind $\mathfrak{L}, \mathfrak{N}, \mathfrak{D}$ proportional den Functionen $\Psi_{xx}, \Psi_{zz}, \Psi_{xz}$. Führt man daher die neuen Molecularcoefficienten ein:

$$(XV) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{D}^2 = \sum m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x^2 \nabla(1 + \nabla') \\ \mathfrak{F}^2 = \sum m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta z^2 \nabla(1 + \nabla'), \end{array} \right.$$

so verwandeln sich die Coëfficienten von x , z der Gleichung (XIV) in vollständige Quadrate der Form

$$(XVI) \quad 1 = x^2 [\mathfrak{D} \cos \mathfrak{S} + \mathfrak{F} \cos (\mathfrak{S} + \eta)]^2 \\ + z^2 [\mathfrak{D} \sin \mathfrak{S} + \mathfrak{F} \sin (\mathfrak{S} + \eta)]^2,$$

welche ziemlich einfache Gleichung für die in der Symmetrieebene des *monoklinischen* Systems erfolgende Vibrationen Geltung hat, und dieselben von den orthogonalen Hauptschwingungsaxen abhängig darstellt.

Da die dritte Hauptschwingungsaxe Y , im monoklinischen Systeme mit der Elasticitätsaxe Y_e zusammenfällt, so genügt die Kenntniß der Gleichung (XVI), um die Werthe der Hauptbrechungsexponenten annähernd als Functionen der Molecularconstanten abzuleiten. Zu bemerken ist nur, daß die bisher abgeleiteten Formeln nur das Elasticitäts-Ellipsoid, nicht aber die Wellenfläche selbst darstellen.

Letztere hier des näheren zu entwickeln, liegt außerhalb meines Planes, da dieselbe zur Discussion von Bedingungen führen müßte, die zur Elimination der longitudinalen Schwingungen nöthig sind. (Vergl. Angström S. 41 und 53).

Ich selbst habe in meinem Lehrbuche der angewandten Physik der Krystalle die Axen des Elasticitätsellipsoides abgeleitet, doch unter der Annahme des speciellen Falles $\mathfrak{D} = 0$. Obwohl dieser ebenfalls die Gleichung (X) reducirt, so genügt er doch nicht, um die allgemeinen Verhältnisse der monoklinischen Krystalle darzustellen, und daher sind auch die l. c. 208 dargestellten Formeln zu speciell.

§. 5. Die bisherige Entwicklung hat gezeigt, daß für das monoklinische System die Erfüllung der Bedingung (XIII) nothwendig ist, damit die Hauptschwingungsaxen X , und Z , wirklich einem Polarisationsellipsoide zu entsprechen vermögen. Diese Gleichung regelt das gegenseitige Verhältniß der Größen $\mathfrak{S}$, η , $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{D}$, und giebt die Bedingung zu erkennen, unter welchen sich die unpolarisirt einfallende Welle in zwei senkrecht zu einander in der Symmetrieebene schwingende Strahlenbündel trennt. Angström, der

eine andere Entwicklung der Molecularcoefficienten durchführt, hat das Vorhandenseyn einer solchen Bedingung unberücksichtigt gelassen, ja er hat sich derselben schon dadurch entschlagen, dafs er auf S. 28 bis 29 seines Memoires alle Molecularsummen, worin x , y , z in erster Potenz vorkommen, vernachlässigt und nur die Summen von x^2 , y^2 , z^2 , x^2y^2 , y^2z^2 , z^2x^2 in die Gleichung einführt.

Grailich und Lang haben (l. c. S. 410) gezeigt, dafs der Uebergang von einem orthogonalen Coordinatensysteme zu einem schiefwinklichen bedingten Systeme möglich ist, wenn man im monoklinischen Systeme den Molecularcoefficienten von $\Sigma(xy^2z)$ Null setzt.

Die Annahme dieser letztgenannten Bedingung, die in unserer Entwicklung gleichbedeutend mit $\Omega = 0$ wäre, bedingt aber für das monoklinische System eine symmetrische Gleichwerthigkeit der Quadranten, da dies, wie später gezeigt werden wird, der einzige Fall ist, der die Erfüllung dieser Gleichung möglich macht. Man müfste somit für das monoklinische System ebenfalls eine Anordnung der Materie annehmen, welche jener des prismatischen Systems analog und nur durch die Hemiëdrie der Flächenentwicklung von ihr verschieden wäre.

Jedenfalls ist die Bedingung $\Omega = 0$ ein specieller Fall der Gleichung (XII) und in dieser Beziehung habe ich dieselbe den weiteren Entwicklungen der Gleichungen in meinem Lehrbuche der Krystallphysik S. 207 zu Grunde gelegt. Sucht man jedoch die Bewegungsgleichungen in der allgemeinsten Form zu entwickeln, welche dann sowohl für die Hypothesen des Aethers oder der Materie gleich richtig seyn mufs, so kann man die Symmetrie der $\pm$ Hälften im monoklinischen Systeme nicht vernachlässigen und sich nicht mehr mit der einfachsten Bedingung $\Omega = 0$ begnügen.

§. 6. Die Discussion der Bedingung (XIII) vermag einige Beziehungen zwischen ξ und η aufzuhellen. Obgleich nämlich die genannte Formel die gleichzeitige Variation der beiden Winkel ξ und η mit den Molecularcoefficienten bedingt, so läfst sie doch eine dem Wesen des Krystalls

nicht widerstrebende Vereinfachung zu. Die Gleichung (XIII) wird nämlich ebenfalls erfüllt, wenn

$$(XVII_a) \quad 0 = \mathfrak{L} \cos \mathfrak{S} \sin \mathfrak{S} + \mathfrak{N} \cos(\mathfrak{S} + \eta) \sin(\mathfrak{S} + \eta)$$

$$(XVII_b) \quad 0 = \mathfrak{Q} \cos \mathfrak{S} \sin(\mathfrak{S} + \eta) + \mathfrak{Q} \sin \mathfrak{S} \cos(\mathfrak{S} + \eta)$$

gesetzt wird.

Beiden Gleichungen entsprechen auch, nach einer Reduction der ersteren Formel, die nachstehenden Formeln

$$(XVIII_a) \quad 0 = \mathfrak{Q} \sin(2\mathfrak{S} + \eta)$$

$$(XVIII_b) \quad \tan 2\mathfrak{S} = - \frac{\mathfrak{N} \sin 2\eta}{\mathfrak{L} + \mathfrak{N} \cos 2\eta}$$

wobei das negative Zeichen in (XVIII_b) die entgegengesetzte Lage der Winkel $\mathfrak{S}$ und η (vergl. frühere Figur) andeutet.

Die zweite Formel des Systems XVIII ist analog der von Angström für den Winkel $\mathfrak{S}$ angegebenen Gleichung. Dieselbe besteht jedoch nicht als solche für sich allein, wie eben Angström angenommen, sondern da sie nur ein Theil der allgemeinen Bedingung (XIII) ist, bedingt sie auch, um anwendbar zu seyn, die Erfüllung der sie ergänzenden Formel (XVIII_a).

Geht man zur Discussion der Bedingung (XVIII_a) über, so sieht man, daß der letzteren die zwei Fälle

$$(XIX_a) \quad \mathfrak{Q} = 0$$

$$(XIX_b) \quad 2\mathfrak{S} = -\eta = 180 - \eta$$

zu entsprechen vermögen.

a) Der erste Fall (XIX_a) ward wohl schon früher berücksichtigt, doch will ich hier noch einige Worte beifügen. Demselben entspricht in entwickelter Form

$$\sum m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta y^2 \Delta z \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2 \cdot 3 \cdot 4} \left(\frac{2n}{\lambda} \right)^2 \Delta y^2 + \dots \right) = 0.$$

Da man, wie im monoklinischen Systeme, dieser Bedingung nicht dadurch genügen kann, daß man $\sum (xy^2z) = 0$ setzt, so wurde von Grailich und Lang (l. c. S. 412) angenommen:

$$\frac{\sum m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta y^2 \Delta z}{\sum m \frac{d_r f(r)}{r} \Delta x \Delta y^4 \Delta z} = -\frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^2$$

Diese Bedingungsgleichung ist jedoch, wie man sich leicht überzeugt, vollkommen ungenügend.

b) Geht man zu dem zweiten Falle (XIX_b) über, welcher lautet $2\zeta = -\eta = 180 - \eta$, so besagt derselbe: *dafs die Hauptschwingungsaxen in der Symmetrieebene des monoklinischen Systems den Winkel der zwei entsprechenden geneigten Elasticitätsaxen halbiren.*

Die Bedingung (XIX_b) führt jedoch auch zu der nachstehenden Transformation von (XVIII_b)

$$\begin{aligned}\tan \eta &= \frac{N \sin 2\eta}{Q + N \cos 2\eta} \\ 0 &= \frac{Q - N}{\cos \eta}\end{aligned}$$

woraus sich als neue Bedingung für die Bewegung ergibt (XX)

$$\Delta x = \Delta z.$$

Diese letzte Formel ist es nun, welche das Gesetz ausspricht, unter welchen bei geneigten Elasticitätsaxen die unpolarisirt einfallende Welle sich in zwei senkrecht zu einander polarisirte Wellenbündel theilen kann: nämlich: *die Bewegung des Molecüls soll derart erfolgen, dafs die Veränderungen des Weges Δx , Δz , nach den zwei geneigten Elasticitätsaxen gleich sind.*

Obleich die beiden Sätze (XIX_b) und (XX) sich durch bemerkenswerthe Einfachheit auszeichnen, so sind deren Consequenzen, trotz ihrer Wichtigkeit für die Theorie geneigter Elasticitätsaxen, doch nicht über alle Einwürfe erhaben. Es mag gut seyn daran zu erinnern, dafs die allgemeine Bedingung (XIII) immer erfüllt seyn mufs, und dafs nur die Gleichung (XIX) und (XX) es möglich machen, die bekannte Angström'sche Formel (XVIII_b) abzuleiten.

§. 7. Vor allem ergibt sich aus (XIX) und der beobachteten Dispersion der optischen Hauptschnitte die Folge: dafs die optischen Elasticitätsaxen nicht für alle Farben constante Lage im Krystall haben, sondern ebenfalls mit der Wellenlänge variiren sollten.

Wäre aber auch unter solchen Umständen die Dispersion der optischen Hauptschnitte im monoklinischen Sy-

steme bis jetzt unerklärt, so darf dieß nicht Staunen erregen, indem ein ganz ähnlicher Fall im prismatischen, also einfacheren Systeme durch die bisherigen Annahmen ebenfalls unerledigt bleibt.

Bekanntlich zeigen mehrere prismatische Krystalle, namentlich mellithsaures Ammoniak, ein Wandern der Ebene der optischen Axen, welches einer Vertauschung der Lage von zweiter und dritter Elasticitätsaxe entspricht. Der Fall wird besonders dann deutlich, wenn man sieht, daß nach Grailich und Lang (Sitzb. Wien. Acad. Bd. XXVII, S. 50 1857)

$$\begin{aligned} (\mu b_{\varrho} = 1,550) &< (\mu a_{\varrho} = 1,552) \\ (\mu b_{\tau} = 1,572) &> (\mu a_{\tau} = 1,570) \end{aligned}$$

ist. Vergleicht man diese Thatsachen mit den früheren Entwicklungen, und bemerkt, daß für orthogonale Axensysteme die Werthe der Axen des Elasticitätsellipsoïdes die reciproken Werthe der Axen der Wellenfläche sind, so kann man im vorliegenden Falle etwa μa mit $\mathfrak{L}$, hingegen μb mit $\mathfrak{M}$ in Relation stellen. Betrachtet man die Molekularcoefficienten $\mathfrak{L}$ und $\mathfrak{M}$ unter den hier nöthigen Annahmen, daß $A = 0$, $B = 0$ ist, daß ferner annähernd $2\lambda_{\tau} = \lambda_{\varrho}$ ist, so sollte man nach Kürzung von unwesentlichen setzen können:

$$\psi_{yy} \Delta z^2 \left(1 + \left(\frac{1}{\lambda_{\varrho}}\right)^2 \Delta z^2\right) < \psi_{xx} \Delta z^2 \left(1 + \left(\frac{1}{\lambda_{\varrho}}\right)^2 \Delta z^2\right)$$

$$\psi_{yy} \Delta z^2 \left(1 + 4 \left(\frac{1}{\lambda_{\varrho}}\right)^2 \Delta z^2\right) > \psi_{xx} \Delta z^2 \left(1 + 4 \left(\frac{1}{\lambda_{\varrho}}\right)^2 \Delta z^2\right)$$

doch scheint dieß vollkommen unmöglich zu seyn, da die Multiplication des identen Factors mit 4 doch nicht das Größenverhältniß der beiden summatorischen Functionen zu verändern vermag.

Die Thatsachen lehren somit, daß unerklärbar für die bisherige Theorie selbst im prismatischen Systeme die Lage der Elasticitätsaxen nicht immer eine Constante ist, und so wäre hierdurch wohl bewiesen, daß die Annahme einer ähnlichen Variation der Lage im monoklinischen Systeme nicht widersinnig wäre.

Ich glaube aber sagen zu dürfen, die Annahme einer constanten Lage der geneigten Elasticitätsaxen stützt sich zu meist auf die Vorstellung einer fixen Austheilung des hypothetischen Aethers in den monoklinischen Krystallen, so dafs die Axen der Symmetrie dieses Aethers etwa die Rolle spielen sollen, welche die Krystallaxen im prismatischen Systeme gegenüber den optischen; oder die Spaltbarkeit der Materie für andere physikalische Verhältnisse einnimmt.

Vernachlässigt man den Aether und bedenkt, dafs die bisherige Theorie auch die Constanz der Lage der geneigten Elasticitätsaxen in Frage stellt, so dürfte es vorzuziehen seyn, selbst für die klinorhombischen Systeme sich auf die Annahme von orthogonalen Hauptpolarisationsaxen zu beschränken, um so mehr, da alle optischen Phänomene durch deren Lage bestimmt werden, ferner die Richtung derselben im Krystalle mit der Richtung des Maximum und Minimum der Lichtverzögerung zusammenfällt und daher auch abhängig gedacht werden kann von der ungleichen Einwirkung der materiell verschiedenen $\pm$ Quadranten in der Symmetrieebene der monoklinischen Krystalle.

Man wird schliesslich kaum irre gehen, wenn man die Erklärung der Dispersion unabhängig von der Entwicklung höherer Potenzen nur durch die Einführung der Vibrationsdauer in die Potentialfunction selbst für möglich hält, wenn überhaupt die bisher meist angewendeten und auf die Aethertheorie des Lichts gegründeten Cauchy'schen Bewegungsgleichungen genügen, dieses Problem zu lösen.

IV. Ueber Farbenbestimmung der Gestirne; von F. Zöllner.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Astronom. Nachrichten.)

Die Farbe eines nicht homogenen Lichtstrahles ist bei unveränderter Reactionsthätigkeit des Auges bedingt durch die relative Stärke des physiologischen Reizes, welchen die homogenen Bestandtheile jenes Strahles auf die Retina ausüben. Zerlegt man einen solchen Strahl mit Hülfe des Prismas in ein Spectrum und bestimmt die relative Helligkeit der verschiedenen Spectraltheile, wie dies z. B. Fraunhofer für das Sonnenlicht gethan hat (Gilbert's Ann. Bd. 56, S. 297), so erhält man eine Helligkeitscurve, durch deren Gestalt die Farbe des analysirten Lichtstrahles bestimmt ist. Für denselben Beobachter müssen daher bei unveränderter Beschaffenheit der Retina gleichen Helligkeitscurven gleiche Farben der untersuchten Lichtquellen entsprechen.

Sind in den beobachteten Spectren Linien vorhanden, so werden dieselben je nach ihrer Intensität mehr oder weniger tiefe Einschnitte oder Vorsprünge bedingen, so daß hierdurch auch der Einfluß, welchen die Anwesenheit und Vertheilung der dunklen resp. hellen Linien in dem Spectrum eines Lichtstrahles auf seine Farbe ausübt, in der Gestalt der Helligkeitscurve seinen Ausdruck finden muß.

Faßt man das Problem der Farbenbestimmung in dieser Allgemeinheit, so bildet dasselbe eine wesentliche Vervollständigung der Spectralanalyse, insofern durch diese zwar die Lage und Zahl der dunklen Linien, nicht aber die Intensität dieser und der continuirlichen Theile des Spectrums bestimmt wird.

Die Nothwendigkeit einer solchen Bestimmung tritt vorzugsweise dann ein, wenn es sich um die Bestimmung der Farbenunterschiede verschiedener, von derselben Lichtquelle beleuchteter Körper handelt. Trotz der hierbei beobachteten Farbenunterschiede vermag die Spectralanalyse im reflectirten

Lichte im Allgemeinen nur dieselben Linien nachzuweisen, welche im Lichte der Beleuchtung enthalten sind. Es kann demnach in diesem Falle die vorausgesetzte Farbenverschiedenheit nur in der Verschiedenheit der Helligkeitscurven ihren Ausdruck finden, welche die Spectra jener Körper bei Beleuchtung durch dieselbe Lichtquelle liefern.

Die Anwendung der in Obigem angedeuteten Principien auf Gestirne würde durch die Lichtschwäche der dabei in Betracht kommenden Objecte wesentliche Beschränkungen erleiden. Ich habe deshalb vor acht Jahren ¹⁾ für diesen Zweck eine Methode vorgeschlagen, welche zwar weniger streng, aber dafür mit Leichtigkeit auf alle Objecte am Himmel anwendbar ist. *Diese Methode gestattet, die Farbe eines Sternes in allgemein vergleichbarer Weise durch einen bestimmten Winkel auszudrücken.* Die in der citirten Schrift mitgetheilten colorimetrischen Bestimmungen einiger Fixsterne hatten zunächst nur den Zweck, die Brauchbarkeit und allgemeine Anwendbarkeit der Methode außer Zweifel zu stellen.

In Folgendem erlaube ich mir nun, sämtliche innerhalb der verflossenen 8 Jahre angestellten colorimetrischen Beobachtungen übersichtlich geordnet mitzutheilen, nachdem noch einige Worte über die in Anwendung gebrachte Methode vorausgeschickt worden sind.

Dieselbe beruht auf den Färbungen, welche eine senkrecht zur Axe geschliffene Bergkrystallplatte zwischen zwei Nicol'schen Prismen dem durchgehenden Lichte ertheilt. Diese Färbungen sind vollkommen bestimmt: *erstens*, durch die Dicke der Bergkrystalle, *zweitens*, durch die Richtung ihres Drehungsvermögens, *drittens*, durch den Winkel, welchen die Hauptschnitte der beiden Nicol'schen Prismen mit einander machen, *viertens*, durch die Farbe der angewandten Lichtquelle.

Wird daher diese Lichtquelle zur Erzeugung eines künstlichen Sterns benutzt, dem, wie bei meinem Photometer, eine beliebige Helligkeit ertheilt werden kann, so ist man

1) Grundzüge einer allgem. Photométrie des Himmels S. 38 ff.

mit Hilfe der angegebenen Methode in den Stand gesetzt, im Gesichtsfelde eines Fernrohrs einen Stern herzustellen, welcher sowohl seiner Farbe als auch seiner Helligkeit nach mit dem zu beobachtenden übereinstimmt. Der Winkel, welchen alsdann die Hauptschnitte der Nicol'schen Prismen zu beiden Seiten der Krystallplatte mit einander machen, bestimmt die Farbe des beobachteten Sternes. Dieser Winkel ist es, der bei den folgenden Beobachtungen als »*Einstellung des Colorimeters*« angegeben ist. Die Bergkrystallplatten in den beiden benutzten Colorimetern sind *linksdrehende* und besitzen, nach Messung mit einem Oertling'schen Sphärometer, beziehungsweise eine Dicke von 5,056 und 5,082 Millimeter. Der Unterschied dieser beiden Gröfsen ist von vollkommen unmerklichem Einfluß auf die erzeugten Farben.

Die Winkel wachsen, wenn das bewegliche Nicol für einen Beobachter von der Lichtquelle her nach *rechts*, also im Sinne der Bewegung eines Uhrzeigers stattfindet.

Wie die folgenden Messungen zeigen werden, entspricht hierbei einem Wachsthum der Winkel von 0° an eine Zunahme der weniger brechbaren Strahlen im Lichte des künstlichen Sternes, so dafs derselbe bei einer Drehung in dem angedeuteten Sinne allmählig von Bläulich-Weifs, in Weifs, Gelb, Orange, Roth etc. übergeht. Die auf diese Weise erzielte Farbengleichheit des künstlichen und natürlichen Sternes bedingt jedoch nicht eine *physikalische* Gleichheit in der Zusammensetzung der Spectra beider Sterne, oder mit anderen Worten, es stimmen die Eingangs erwähnten Helligkeitscurven dieser Spectra nicht vollkommen überein. Diese Uebereinstimmung kann stets nur eine genäherte seyn. Sie gestattet aber bei Anwendung derjenigen Lichtstärke, bei welcher die photometrische Vergleichung zweier leuchtenden Punkte die genauesten Resultate liefert, namentlich bei gelben und rothen Sternen, die Herstellung einer scheinbar so vollkommenen Farbengleichheit zwischen natürlichen und künstlichen Sternen, dafs in dieser Beziehung die Methode kaum etwas zu wünschen übrig lassen dürfte. Selbst

in den Fällen, wo die Intensität des beobachteten Sternes eine sehr bedeutende ist, und namentlich bei weissen Sternen die Wahrnehmung feinerer Farbennüancen ermöglicht, welche dem künstlichen Sterne nicht vollkommen in gleicher Weise ertheilt werden können, ist es jederzeit leicht, dem Colorimeter eine solche Einstellung zu geben, daß die Farbe des künstlichen Sternes die möglichst kleinste Abweichung von der Farbe des natürlichen zeigt. —

Sollen nun, bei gleicher Beschaffenheit der Augen¹⁾, zwei verschiedene Instrumente für dieselben Sterne übereinstimmende Werthe liefern, so müssen die vier oben erwähnten Gröfsen übereinstimmen. Es ist klar, daß die ersten drei dieser Gröfsen stets mit hinreichender Genauigkeit bei verschiedenen Apparaten hergestellt werden können. Anders verhält es sich mit der nothwendig vorauszusetzenden Farbengleichheit der angewandten Lichtquellen. Die Construction meines Photometers erfordert die Anwendung einer künstlichen Lichtquelle, zu der ich bis zum Jahre 1861 eine auf constanter Höhe erhaltene Gasflamme, seit jener Zeit aber die Flamme einer besonders für diesen Zweck eingerichteten Petroleumlampe benutzt habe. Es ist bekannt, daß sowohl Gestalt und Höhe des bei diesen Flammen angewandten Cylinders als auch die Qualität der benutzten Brennmaterialien die Helligkeit und Farbe des ausgestrahlten Lichtes modificiren können. Je unvollständiger z. B. die Verbrennung bei einer bestimmten Lampe ist, mit desto röthlicherem Lichte scheint uns dieselbe im Allgemeinen zu leuchten.

Um die Gröfse des Einflusses derartiger Farbenunterschiede auf die Farbenbestimmungen nach der erwähnten Methode kennen zu lernen, untersuchte ich mit Hülfe des Colorimeters die Farben einiger Flammen. Das Photometer erhielt bei diesen Bestimmungen als Objectiv eine Doppellinse von ca. 60 Millimeter Brennweite, dieselbe Linse, welche in meinen »Photometrischen Untersuchungen mit

1) Bezüglich der Bestimmung resp. Elimination etwa vorhandener subjectiver Verschiedenheiten verweise ich auf die ausführliche Untersuchung dieses Gegenstandes in meiner oben citirten Schrift S. 38 bis 46.

besonderer Rücksicht auf die physische Beschaffenheit der Himmelskörper« S. 120 als »Combination II« bezeichnet worden ist. Richtet man diese Linse *ohne Anwendung eines Okulars* auf eine mehrere Hundert Fufs entfernte Gasflamme, so erscheint dieselbe im Gesichtsfelde des Photometers als ein mehr oder weniger heller rother Stern, welcher in derselben Weise wie die Gestirne des Himmels, colorimetrisch bestimmt werden kann. Bei Beobachtung der anderen künstlichen Lichtquellen war vor dem erwähnten Objectiv ein ca. zwei Fufs langes Rohr befestigt, welches durch einen mit einer feinen Oeffnung versehenen Deckel verschlossen war. Diese Oeffnung wurde dann auf den hellsten Theil der zu untersuchenden Lichtquelle gerichtet, und der hierdurch im Gesichtsfelde entstehende künstliche Stern bezüglich seiner Farbe wie die anderen Sterne untersucht.

Um auch noch die Farbe eines glühenden Metalls bei der Temperatur seines Schmelzpunktes zu bestimmen und hierdurch ein allgemeines Vergleichungsobject von constanter Farbe zu erhalten, versetzte ich einen Platindraht durch den galvanischen Strom eines Grove'schen Elementes in's Glühen. Alsdann wurde die oben erwähnte feine Oeffnung, welche auch bei Beobachtung der Flammenfarben den künstlichen Stern lieferte, auf die hellste Stelle des glühenden Platindrahtes gerichtet und der Strom mit Hilfe eines Rheostaten allmählig so weit gesteigert, bis der Draht abschmolz. Hierbei wurde gleichzeitig der künstliche Stern des Photometers seiner Intensität und Farbe nach stets dem durch den glühenden Draht erzeugten künstlichen Sterne gleich gemacht, und dann nach dem Abschmelzen des Drahtes der Winkel des Colorimeters abgelesen.

Die beiden Petroleumflammen gehören Lampen von verschiedener Construction mit verschieden geformten Cylindern an. Die Oel- und Stearinkerzenflammen brannten frei, ohne Anwendung eines Cylinders. Die hier folgende Zusammenstellung der erhaltenen Resultate beruht auf Beobachtungen, welche an vier verschiedenen Tagen aufgestellt wurden.

Die Farben einiger künstlicher Lichtquellen.

Lichtquelle	Einstellung des Colorimeters	Zahl der Beobachtungen
Petroleumflamme No. I	54 ⁰ ,9 ± 0 ⁰ ,4	(22)
Petroleumflamme No. II	55,3 ± 0,7	(5)
Gasflamme	55,6 ± 0,4	(15)
Oelflamme	56,1 ± 0,6	(18)
Schmelzendes Platin	59,0 ± 0,6	(12)
Stearin-Kerzenflamme	60,0 ± 0,3	(15)

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich, daß die Farben der Petroleum-, Gas- und Oelflammen für den vorliegenden Zweck als gleich betrachtet werden können, und daß demnach verschiedene mit Colorimetern verbundene Photometer übereinstimmende Resultate geben müssen, wenn zwischen den Beobachtern keine subjectiven Verschiedenheiten ihrer Augen stattfinden.

Die aus den obigen Beobachtungen sich ergebende geringe Farbendifferenz der untersuchten Flammen hat insofern etwas Ueberraschendes, als sich dem freien Auge ein sehr beträchtlicher Unterschied in der Färbung dieser Flammen bemerklich macht. Ein Theil dieses Unterschiedes mag sich durch die bereits früher erwähnte Fähigkeit unseres Auges erklären, feinere Farbensnancen zu unterscheiden, wenn die zu vergleichenden Lichteindrücke hinreichend intensiv sind und namentlich größere Flächentheile der Retina treffen, was bei den angeführten Beobachtungen in nicht höherem Maasse als bei Sternen der Fall war. Allein ein anderer und sehr bedeutender Theil jener Differenz zwischen Messung und Augenschein rührt von der verschiedenen Leuchtkraft, d. h. von den verschiedenen Lichtmengen her, welche gleiche Flächentheile der untersuchten Lichtquellen aussenden. Da bei der angewandten Methode die Helligkeit des künstlichen Vergleichsterns unabhängig von seiner colorimetrisch bedingten Farbe verändert werden kann, und bei den Beobachtungen stets gleich starke Lichteindrücke hergestellt werden, so fällt dieser Unterschied, der für die Schätzung

mit freiem Auge vorhanden ist, bei der Beobachtung mit dem Colorimeter hinweg.

Die wichtige Rolle, welche dieser Einfluss der Intensität einer Lichtquelle auf unser Urtheil über ihre Farbe bei der *Schätzung* von Sternfarben spielt, würde an dieser Stelle ein tieferes Eingehen auf diesen Gegenstand erheischen. Indessen beschränke ich mich vorläufig auf das oben Mitgetheilte, indem ich die ausführliche Untersuchung jenes Einflusses, zu deren Abschluss das vorhandene Beobachtungsmaterial noch nicht ausreichend ist, einer besonderen Abhandlung vorbehalte.

Die hier folgende Zusammenstellung von colorimetrischen Bestimmungen enthält das ganze bis jetzt von mir gesammelte Beobachtungsmaterial. Mit Ausnahme der in diesem Jahre angestellten Beobachtungen sind die früheren meistens nur gelegentlich, am Schlusse einer längeren Reihe von photometrischen Beobachtungen gemacht worden. Es wurde hierbei das Instrument benutzt, welches mir bisher zu meinen photometrischen Beobachtungen gedient hat. Die einzige Modification, welche dasselbe erlitten hat, besteht in der bereits oben angedeuteten Anwendung einer Petroleumflamme an Stelle der bis zum Jahre 1861 benutzten Gasflamme. Dafs diese Abänderung auf die erlangten Werthe ohne merklichen Einfluss gewesen ist, zeigen sowohl die oben an künstlichen Lichtquellen angestellten als auch die folgenden Beobachtungen. Die acht mit einem Sternchen versehenen Werthe sind mit einem neuen, von Hrn. Ausfeld in Gotha angefertigten Instrumente erhalten worden. Für die Genauigkeit der zu ermittelnden Werthe haben sich drei Einstellungen hintereinander als genügend erwiesen, da gerade bei dieser Gattung von Beobachtungen die auch auf anderen Gebieten bekannte Erscheinung besonders auffallend hervortritt, dafs die unmittelbar hintereinander gemachten Einstellungen viel geringere Abweichungen zeigen, als die zu verschiedenen Zeiten angestellten, ohne dafs man hierdurch berechtigt wäre, diese Unterschiede auf

objective Verschiedenheiten der beobachteten Gegenstände zu beziehen. Bei allen Werthen der folgenden Zusammenstellung ist die genauere Beobachtungszeit in Form der Höhe des Gestirnes angegeben, um hierdurch den Einfluss erkennen zu lassen, welchen diese Größe auf die Farbe des Sternes ausübt. In der That macht sich dieser Einfluss bei Beobachtungen in niedrigen und sehr stark von einander abweichenden Höhen, wie z. B. bei α *Lyrae*, α *Cassiopeae*, α *Oriqnis*, *Saturn*, *Venus* in der Weise bemerkbar, daß bei den kleinsten Höhen die größten Werthe der colorimetrischen Einstellung liegen, entsprechend der bekannten Thatsache, daß Sonne und Mond desto röthlicher erscheinen, je tiefer sie stehen. Um daher colorimetrische Beobachtungen, die in größeren Zenithdistanzen angestellt sind, von jenem Einfluss der atmosphärischen Absorption unabhängig zu machen, müßte eine ähnliche Tafel entworfen werden, wie Seidel für die Reduction der photometrischen Beobachtungen in so befriedigender Weise geliefert hat. Ob jedoch eine solche colorimetrische Extinctionstafel nicht für Sterne von sehr verschiedener Farbe verschieden ausfallen wird, muß weiteren Untersuchungen überlassen bleiben. Jedenfalls müssen sich die Werthe einer solchen Reductionstafel mit dem Zustande unserer Atmosphäre ändern, und es dürften derartige Untersuchungen an der Sonne, in der Nähe des Horizonts angestellt, gerade in meteorologischer Beziehung mannigfaches Interesse darbieten.

Besondere Bemerkungen über die Beschaffenheit des Himmels und über die Erleuchtung desselben durch Dämmerung oder Mondschein sind bei der folgenden Zusammenstellung fortgelassen, da die mitgetheilten Beobachtungen fast durchweg bei vollkommen reiner Luft angestellt wurden, und die Erleuchtung des Himmelsgrundes sich auch bei den colorimetrischen Bestimmungen bis jetzt als gänzlich ohne Einfluss auf die erlangten Werthe erwiesen hat.

Die Bezeichnungen der Sterne sind sämmtlich aus Argelander's neuer Uranometrie genommen.

Colorimetrische Bestimmungen von Fixsternen und Planeten.

Name des Sternes.	Einstellung des Colorimeters.	Zahl der Einstellungen.		Datum.	Höhe.
<i>α Lyrae.</i>	9 ^o ,7	4	1860	Aug. 18	71 ^o
	14,8	2		" 20	71
	10,6	2		" 23	56
	11,5	1		Sept. 27	74
	11,2	2	1862	Dec. 2	40
	15,5	4		" 16	29
<i>α Cygni.</i>	18,4	4	1860	Aug. 18	82
	20,2	2		" 20	82
	16,6	2		" 23	77
	14,0	1		Sept. 27	74
	17,3	3	1862	Dec. 2	65
	18,4	4		" 16	45
<i>α Aquilae.</i>	19,4	4	1860	Aug. 18	46
	21,2	2		" 20	46
	18,0	2		" 23	39
	16,2	1		Sept. 27	45
	17,6	2	1862	Dec. 2	43
<i>γ Aquilae.</i>	45,0	4	1860	Aug. 18	48
	38,2	2		" 20	48
	33,8	2		" 23	41
	36,0	1		Sept. 24	47
	33,8	1		" 27	47
<i>ϵ Cygni.</i>	33,5	1	1860	Aug. 18	67
	28,1	2		Sept. 12	69
	28,4	1		" 14	70
<i>β Persei</i>	18,0	1		Aug. 18	43
	13,3*	3	1868	März 26	37
<i>α Persei.</i>	48,6	1	1860	Aug. 18	45
	31,2	3	1868	März 26	37

5*

Name des Sternes.	Einstellung des Colorimeters.	Zahl der Einstellungen.		Datum.	Höhe.
α Cephei.	19 ⁰ ,8	1	1860	Sept. 12	80 ⁰
δ Draconis.	21 ,6	1		" 12	73
α Cassiopeae.	29 ,2	2		" 12	53
	29 ,9	1		" 27	62
	27 ,0	3	1868	Jan. 31	30
	31 ,5	3		März 14	18
	30 ,1*	3		" 14	17
ν Persei.	25 ,9	1	1860	Sept. 12	70
α^1 Cygni.	28 ,1	1		" 14	68
α^2 Cygni.	29 ,9	1		" 14	67
γ Draconis.	34 ,6	1		" 24	70
	36 ,4	1		" 27	77
α Tauri.	38 ,5	2	1861	Dec. 3	52
	33 ,1	5	1862	" 15	38
	41 ,7*	2	1868	März 26	30
α Orionis.	39 ,6	2	1861	Dec. 3	37
	36 ,0	3	1862	" 15	46
	37 ,1	4		" 16	42
	55 ,1	3	1868	März 14	14
	39 ,3*	3		" 16	39
	41 ,0	3		" 16	37
	41 ,5*	2		" 26	34
γ Orionis.	20 ,9	2	1861	Dec. 3	38
α Aurigae.	28 ,1	2		" 3	73
	25 ,2	3	1862	" 2	36

Name des Sternes.	Einstellung des Colorimeters.	Zahl der Einstellungen.		Datum.	Höhe.
α Aurigae.	23 ⁰ ,4	5	1862	Dec. 15	51 ⁰
	25,6	4		" 16	44
α Geminorum.	15,8	3		" 2	43
	15,8	3		" 15	51
	14,4	4		" 16	50
β Geminorum.	27,4	3		" 2	39
	24,5	3		" 15	46
	24,5	4		" 16	45
Mars	39,6	1	1862	Dec. 11	44
α Canis min.	21,2	3		" 15	38
Saturn	33,1	2	1865	April 12	27
	32,8	2		" 20	21
	34,2	1		" 21	18
	30,9	2		" 23	25
α Virginis.	15,5	2		" 12	26
	15,8	2		" 20	21
	15,2	2		" 21	19
	16,6	1		" 23	25
α Bootis.	31,7	2		" 12	52
	31,3	2		" 20	41
	32,0	2		" 23	48
	28,4	1	1866	Juni 4	56
δ Cygni.	28,4	1	1860	Sept. 27	80
α Ursae min.	21,6	3	1868	Jan. 15	51
	22,3	3		" 17	
	22,3	4		" 21	
	23,0	3		" 31	

Name des Sternes.	Einstellung des Colorimeters.	Zahl der Einstellungen.	Datum.	Höhe.
α <i>Ursae min.</i>	20 ⁰ ,2	2	1868 Febr. 9	
	21 ,0	3	„ 18	
	24 ,1	3	März 14	
β <i>Ursae min.</i>	32 ,8	3	Jan. 15	36 ⁰
	29 ,9	3	„ 17	36
	33 ,1	4	„ 21	37
	34 ,2	3	„ 31	46
	33 ,1	2	Febr. 9	48
ϵ <i>Ursae maj.</i>	14 ,8	3	Jan. 21	35
ζ <i>Ursae maj.</i>	11 ,5	3	„ 21	33
η <i>Ursae maj.</i>	11 ,5	5	„ 21	26
<i>Jupiter.</i>	27 ,7	2	„ 25	15
<i>Venus</i>	28 ,4	3	Febr. 2	13
	29 ,5	1	„ 4	11
	27 ,4	3	„ 7	17
	26 ,6	5	„ 9	15
	27 ,7	3	März 15	22
γ <i>Cassiopeae.</i>	19 ,8	3	„ 14	23
	20 ,0*	3	„ 14	23
α <i>Canis maj.</i>	17 ,3	3	„ 16	19
	16 ,7*	3	„ 16	17
β <i>Orionis.</i>	18 ,7	3	„ 16	17
ρ <i>Persei.</i>	36 ,3	3	„ 26	32

Die folgende Tafel enthält eine nach der Farbe geordnete Zusammenstellung der vorhergehenden Beobachtungen. Die unter »Color« angegebenen Größen sind Mittelwerthe und zwar sind überall dort, wo der betreffende Stern an mehr als zwei verschiedenen Tagen beobachtet wurde, auch die wahrscheinlichen Fehler angesetzt. Obschon ich die Anzahl der auf ein und denselben Stern fallenden Beobachtungen bis jetzt für noch zu gering halte, um an diese Werthe eine Discussion über eine etwaige Farbenveränderung des betreffenden Sternes zu knüpfen, so habe ich doch, als Anhaltcpunkt für eine solche Discussion, unter der Bezeichnung »Differenz der Extreme« die Unterschiede der größten und kleinsten Werthe der colorimetrischen Einstellungen angeführt. Diese Unterschiede sind in der That bei den drei Sternen γ Aquilae, α Persei und α Orionis so beträchtlich und von den anderen Differenzen so stark abweichend, daß hier die Annahme einer Farbenveränderung als gerechtfertigt erscheinen dürfte. Von α Orionis ist übrigens bereits auf doppelte Weise die Existenz einer Farbenveränderung constatirt, einerseits mit Hülfe der Spectralanalyse von Huggins und Miller durch den Nachweis eines zeitweisen Auftretens und Verschwindens gewisser Liniengruppen im Spectrum dieses Sterns, andererseits durch sorgfältige und lange fortgesetzte Schätzungen von Baxendell.

Huggins und Miller bemerken bezüglich einer Vergleichung der Resultate von Baxendell mit ihren eigenen Folgendes:

»The variation in colour, so well described by Mr. Baxendell, corresponds exactly to the change in the colour of the star, which would be produced by the absence or presence of the group of lines of which we are speaking, since the position of this group in the spectrum is about the boundary of the »orange« towards »yellow«.¹⁾

1) *Monthly Notices R. A. S. Vol. XXVI, p. 215. 1866. No. 5.*

Nach der Farbe geordnete Zusammenstellung der beobachteten Sterne.

No.	Name des Sternes.	Color.	Wahrscheinl. Fehler.	Differenz der Extreme.	Zahl der Beob.-Tage.	Größe nach Argelander.
1.	ζ <i>Ursae maj.</i>	11,5			1	2
2.	η <i>Ursae min.</i>	11,5			1	2
3.	α <i>Lyrae.</i>	12,2	0,7	5,8	6	1
4.	ϵ <i>Ursae maj.</i>	14,8			1	2
5.	β <i>Persei.</i>	15,1		5,7	2	var.
6.	α <i>Geminorum</i>	15,3	0,3	1,4	3	2.1
7.	α <i>Virginis.</i>	15,8	0,2	1,4	4	1
8.	α <i>Canis maj.</i>	17,0			1	1
9.	α <i>Cygni.</i>	17,5	0,6	6,2	6	2.1
10.	α <i>Aquilae.</i>	18,5	0,6	5,0	5	1.2
11.	β <i>Orionis.</i>	18,7			1	1
12.	α <i>Cephei.</i>	19,8			1	3.2
13.	γ <i>Cassiopeae.</i>	19,9			1	2
14.	γ <i>Orionis.</i>	20,9			1	2
15.	α <i>Canis min.</i>	21,2			1	1
16.	δ <i>Draconis.</i>	21,6			1	3
17.	α <i>Ursae min.</i>	22,1	0,3	3,9	7	2

18.	β Geminorum.	25,5	0,7	2,9	3	2.1
19.	α Aurigae.	25,6	0,7	4,7	4	1
20.	ν Persei.	25,9			1	4.3
21.	Jupiter	27,7			1	
22.	Venus.	27,9	0,3	2,9	5	
23.	α^1 Cygni.	28,1			1	4
24.	δ Cygni.	28,4			1	3
25.	α Cassiopeae	29,5	0,7	4,8	5	var.
26.	α^2 Cygni.	29,9			1	4.5
27.	ε Cygni.	30,0	1,2	5,4	3	3.2
28.	α Bootis.	30,8	0,6	3,6	4	1
29.	β Ursae min.	32,6	0,5	4,3	5	2
30.	Saturn.	32,7	0,5	3,3	4	
31.	γ Draconis	35,5		1,8	2	2.3
32.	ρ Persei	36,3			1	4
33.	γ Aquilae.	37,4	1,6	11,2	5	3
34.	α Tauri.	37,8	1,7	8,6	3	1
35.	Mars	39,6			1	
36.	α Persei	39,9		17,4	2	4.5
37.	α Orionis.	41,6	2,0	19,1	6	1

Sobald die Zahl der in angegebener Weise colorimetrisch bestimmten Fixsterne eine hinreichend große ist, wird es von Interesse seyn, diese Werthe mit den von P. Secchi festgestellten, spectralanalytischen Typen zu vergleichen. Da diese Typen an gewisse Farben der Sterne geknüpft sind, so liegt die Vermuthung nahe, daß ein jeder der drei Secchi'schen Typen durch bestimmte Werthe der colorimetrischen Einstellung charakterisirt und begrenzt seyn wird.

Leipzig, April 1868.

V. *Ueber die sogenannte Magnetisirungs- Constante; von Anton Oberbeck.*

Ein directer Vergleich der Ergebnisse des Experiments mit der mathematischen Theorie der Magnetisirung, besonders in ihrer weiteren Ausbildung durch Neumann und Kirchhoff, ist, meines Wissens, bisher von Niemand in ausgedehnterem Maße unternommen worden. Es wurde deshalb mit dem angedeuteten Zweck eine Experimentaluntersuchung von dem Verfasser unternommen, deren Resultate in dem Folgenden kurz wiedergegeben werden sollen.

Das temporäre magnetische Moment der Volumeinheit Eisen, als welche hier immer das Cubikmillimeter angesehen werden soll, kann von den verschiedensten Umständen abhängen:

bei ein und derselben Gestalt,
von Richtung und Größe der magnetisirenden Kraft,
bei ein und derselben Kraft,
von der Molekularbeschaffenheit und
endlich von der Gestalt der Eisenmasse.

Leider lassen sich diese drei Fragen bei experimentellen Untersuchungen nicht mit der Schärfe trennen, die nöthig, um für jede einzelne eine befriedigende Lösung zu geben.

Diesem Umstande ist es wohl zuzuschreiben, daß man, trotz zahlreicher und sorgfältiger Untersuchungen dieses Kapitels, noch weit von einem einigermaassen befriedigenden Abschluss entfernt ist.

Auf welchem Wege man über einige der hierher gehörigen Fragen weitere Aufschlüsse erhalten kann, das soll die folgende Betrachtung zeigen.

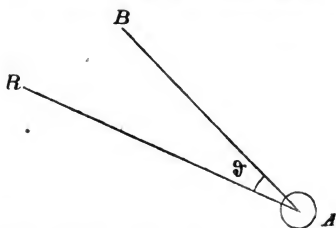
Wenn man die Volumeinheit Eisen als so klein annimmt, daß man sie als einzelnes Eisenmolekül auffassen kann, und isolirt einer magnetisirenden Kraft ausgesetzt denkt, so wird ihr Moment eine gewisse Funktion derselben seyn, eine Funktion, die für verschiedene Eisensorten wahrscheinlich von derselben Form ist und nur verschiedene Constanten enthält. Wenn dagegen das betrachtete Molekül nicht isolirt gedacht wird, sondern von anderen gleichfalls magnetischen Molekülen umgeben ist, so werden die Wirkungen der in Richtung der magnetisirenden Kraft liegenden Moleküle als Verstärkung, der seitlich gelegenen dagegen als Schwächung derselben anzusehen seyn. Man operirt also, wenn man, wie natürlich immer, mit Eisenmassen von endlicher Ausdehnung experimentirt, unter ganz anderen Verhältnissen als bei einem isolirt gedachten Molekül. Es liegt hierin das, was man als »Einfluss der Gestalt« auf das magnetische Moment bezeichnen kann. Es fragt sich nun, ob man diesen »Einfluss der Gestalt« auf irgend eine Weise eliminiren und sich wenigstens ein Bild von dem Vorgange bei der Magnetisirung eines isolirt gedachten Moleküls entwerfen kann.

Diese Elimination scheint mir nur auf eine Art möglich zu seyn, dadurch, daß man die mathematische Theorie der Magnetisirung zu Rathe zieht. Glücklicher Weise sind in einigen speciellen, experimentell leicht zu realisirenden Fällen die von derselben gegebenen Resultate so einfach, daß man hoffen darf, die gegebenen Formeln prüfen und darauf hin weitere Schlüsse bauen zu können. Bei einer einzigen von W. Weber ¹⁾ herrührenden Versuchsreihe und neuer-

1) Elektrodyn. Maassbest. Bd. III S. 560.

dings von v. Quintus Jcilius¹⁾ ist dieser Weg eingeschlagen worden. Da aber außerdem fast alles bisher Bekannte, scheinbar wenigstens, mit den theoretischen Ergebnissen in vollständigem Widerspruch steht, da ferner in neuerer Zeit der Einfluß mannigfacher Umstände auf die Magnetisirung nachgewiesen ist, auf welche die Theorie, die, wie jede Theorie, immer nur einen idealen Gränzfall behandelt, keine Rücksicht nimmt, so schien es wünschenswerth, die Frage mit einiger Allgemeinheit zu behandeln, ob und bis wie weit die einfachen Voraussetzungen der Theorie der Realität der Erscheinung entsprechen. Es wird sich zeigen, daß es hierbei wesentlich auf die Bestimmung der Zahlenwerthe einer Funktion ankommt, die man, früher wenigstens, innerhalb gewisser Gränzen, als constant angesehen und mit dem Namen »Magnetisirungs-Constante« bezeichnet hat.

Hierzu ist es nöthig, kurz die Voraussetzungen zu besprechen, auf denen die mathematische Theorie der Magnetisirung beruht, sowie diejenigen Resultate anzugeben, welche als Grundlagen der folgenden Untersuchungen dienen sollen.



Der Fundamentalsatz der Poisson'schen Theorie²⁾ ist folgender:

Ist A ein Eisenmolekül, R die auf dasselbe wirkende magnetisirende Kraft, so ist das magnetische Moment von A in der Richtung $A - B$:

$$k \cdot R \cdot \cos \vartheta,$$

1) Pogg. Ann. 121.

2) Poisson, *Mémoires de l'Académie*, T. V, p. 247; T. VI, p. 441.

wo k eine Constante bedeuten soll, die nur von der Natur des Eisens oder von secundären Einwirkungen z. B. von der Temperatur abhängt.

Die Voraussetzung gründete sich darauf, daß man den Akt der Magnetisirung als Scheidung von zwei magnetischen Flüssigkeiten analog der Elektricitäts-erregung durch Influenz auffaßte, nur mit der Modification, daß der magnetisirte Körper nicht als ein einziger Leiter, sondern als aus unendlich vielen Molekularleitern zusammengesetzt anzusehen seyn sollte. Die Molekularleiter müssen dann durch nichtleitende Zwischenräume getrennt gedacht werden.

Die Versuche von Müller¹⁾ und Weber²⁾ haben die Unhaltbarkeit dieser Ansicht dargethan, indem sie zeigten, daß die magnetischen Momente keineswegs proportional den magnetisirenden Kräften zunehmen, was bei einer wirklichen Constanz von k der Fall seyn müßte. Die physikalischen Voraussetzungen der Poisson'schen Theorie sind also falsch. Trotzdem bleibt aber der mathematische Theil derselben bestehen und man hat, um die ganze Theorie mit der Erfahrung in Einklang zu bringen, nur anzunehmen, daß k nicht constant, sondern eine Funktion von R ist. — Die Hauptgleichung folgt unmittelbar aus dem *a priori* klaren Satze:

Bei der Einwirkung magnetisirender Kräfte auf eine Eisenmasse muß die magnetische Vertheilung eine derartige geworden seyn, daß in jedem Punkte der Eisenmasse Gleichgewicht besteht zwischen den von Außen wirkenden magnetisirenden Kräften und den der Magnetisirung entgegenwirkenden Kräften, die von der übrigen magnetisirten Eisenmasse herrühren. Mathematisch ausgedrückt: Die Summe der Potentiale der angeführten, einander entgegenwirkenden Kräfte muß für jeden Punkt der Eisenmasse verschwinden. Also:

$$V + \varphi + U = 0, \quad \text{wo:}$$

1. V das Potential der Kräfte, die außerhalb der Eisenmasse ihren Ausgangspunkt haben,

1) Pogg. Ann. Bd. 79, S. 82.

2) Elekdyn. Maafsbest. Bd. III.

2. φ eine Funktion, welche die magnetische Vertheilung dadurch wiedergibt, daß die Momente des Punktes x, y, z nach den drei Axen dargestellt werden durch:

$$k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}, k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial y}, k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

3. U ist gegeben durch die Gleichung:

$$U = k \int \frac{d\sigma}{r} \cdot \frac{d\varphi}{dn} \quad \text{wo:}$$

$d\sigma$ ein Oberflächenelement,

r die Entfernung von $d\sigma$ und x, y, z , auf welchen Punkt U sich bezieht,

$\frac{d\varphi}{dn}$ die Ableitung von φ nach der Normale des Oberflächenelements $d\sigma$.

Das Integral ist über die freie Oberfläche der Eisenmasse zu nehmen.

Ist aus diesen Gleichungen, zu denen noch die drei Bedingungsgleichungen hinzugenommen werden müssen, die U, V, φ als Potentialen zukommen:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0$$

φ bestimmt, so sind die Momente des Eisenvolums nach den drei Axen:

$$M_x = k \int \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz$$

und M_y und M_z analoge Ausdrücke. Eine sehr einfache Lösung ist von diesen Gleichungen gegeben ¹⁾ für den Fall, daß der Eisenkörper die Gestalt eines Rotationsellipsoides hat. Fällt die Rotationsaxe mit der x -Axe zusammen, so sind die Momente nach den drei Axen:

1) Neumann, Crelle Journ. Bd. 37, S. 44. — Crelle Journ. Bd. 48, S. 367.

$$M_x = -\frac{k}{1+kA} \int \frac{\partial V}{\partial x} dx dy dz.$$

$$M_y = -\frac{k}{1+kB} \int \frac{\partial V}{\partial y} dx dy dz$$

$$M_z = -\frac{1}{1+kB} \int \frac{\partial V}{\partial z} dx dy dz.$$

Die Faktoren A und B sind abhängig von den Dimensionen des Ellipsoïds und definirt durch die Gleichungen:

$$a \cdot A = -\frac{\partial}{\partial a} \int \frac{1}{r} dx dy dz.$$

$$b \cdot B = -\frac{\partial}{\partial b} \int \frac{1}{r} dx dy dz. \quad \text{wo:}$$

a, b, c ein Punkt der Oberfläche des Ellipsoïds,

$r = [(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2]^{\frac{1}{2}}$, die Entfernung des Punktes a, b, c von dem Volumelement dx, dy, dz bedeutet.

Die Faktoren A und B lassen sich, nach Neumann, in Zahlenwerthen bestimmen. Es ist A , dessen wir noch bei der weiteren Untersuchung bedürfen:

$$4\pi\sigma[q^2 - 1] \left\{ \frac{1}{2} \lg \cdot \frac{\sigma+1}{\sigma-1} - \frac{1}{\sigma} \right\},$$

$$\text{wo:} \quad \sigma = \sqrt{1 - \frac{r^2}{\lambda^2}}$$

r der halbe Aequatorialdurchmesser des Ellipsoïds, und $\sqrt{r^2 - \lambda^2}$ die halbe Rotationsaxe bedeutet.

Die Werthe von A liegen nun zwischen: 4π , das Ellipsoïd ist unendlich abgeplattet, d. h. eine Ebene,

$\frac{4\pi}{3}$, das Ellipsoïd ist eine Kugel,

0, das Ellipsoïd ist unendlich gestreckt.

Ist die magnetisirende Kraft eine in Richtung und Intensität constante Gröfse für alle Theile des Eisenvolums, so ist:

$$V = -(ax + by + cz)$$

$$\varphi = \frac{ax}{1+kA} + \frac{by}{1+kB} + \frac{cz}{1+kC}.$$

Fällt endlich die Richtung der magnetischen Kraft mit

der x Axe zusammen, so ist, wenn X die durch Messung zu bestimmende GröÙe derselben:

$$a = X, b = 0, c = 0$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -X, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial V}{\partial z} = 0.$$

Bezeichnet man daher mit v das Volum des Eisenkörpers, so ist endlich:

$$(I). \quad M_x = \frac{k \cdot v \cdot X}{1 + kA}.$$

$$M_y = M_z = 0.$$

Der Neumann'schen Entwicklung liegt die Annahme zu Grunde, daß k eine wirkliche Constante ist. Es fragt sich, in welcher Weise die Theorie modificirt werden muß, wenn k nicht mehr constant ist. Dieser Fall ist von Kirchhoff theoretisch erörtert worden. Derselbe geht von der Voraussetzung aus, daß, wenn auf ein Eisenmolekül, das gleich der zu Grunde gelegten Volumeinheit ist, die Kraft wirkt, deren Componenten:

$$X', Y', Z'$$

sind, die Momente nach den Axen gegeben sind durch:

$$M_x = k \cdot X', \quad M_y = k \cdot Y', \quad M_z = k \cdot Z',$$

wo k nun nicht mehr constant, sondern eine Funktion der gesamten magnetisirenden Kraft ist, d. h.:

$$k = f(\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2})$$

Handelt es sich nun, wie natürlich in experimentellen Fällen immer, um Eisenmassen von endlicher Ausdehnung, so ist die Kraft, deren Componenten X', Y', Z' sind, nicht etwa identisch mit der von Außen einwirkenden Kraft, deren Componenten: X, Y, Z seyn mögen.

Es ist vielmehr leicht ersichtlich, daß:

$$X, Y, Z > \text{ als resp. } X', Y', Z'.$$

Wenn aber X, Y, Z gegeben sind, so kann man in gewissen speciellen Fällen daraus X', Y', Z' berechnen. Im Anschluß an die Poisson'schen Entwicklungen leitet Kirchhoff diese Ausdrücke folgendermaassen ab: Wenn U, V und φ dieselbe Bedeutung haben, wie oben, α, β, γ die

magnetischen Momente von x, y, z nach den Axen bedeuten, also:

$$\alpha = k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \beta = k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \gamma = k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

so ist:

$$X' = -\partial \frac{(V+U)}{\partial x} + \frac{4\pi}{3} \alpha$$

$$Y' = -\partial \frac{(V+U)}{\partial y} + \frac{4\pi}{3} \beta$$

$$Z' = -\partial \frac{(V+U)}{\partial z} + \frac{4\pi}{3} \gamma,$$

oder da:

$$V + U = -\varphi$$

$$X' = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{4\pi}{3} \alpha$$

$$Y' = \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{4\pi}{3} \beta$$

$$Z' = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{4\pi}{3} \gamma.$$

Wenn daher:

$$k = f(\sqrt{X'^2 + Y'^2 + Z'^2})$$

so ist, wenn man für α, β, γ ihre Werthe setzt:

$$k = F\left(\sqrt{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2}\right).$$

In dem einfachen vorhin besprochenen Fall eines Rotationsellipsoïds, auf welches eine constante, magnetisirende Kraft X in Richtung der Rotationsaxe wirkt, war:

$$\varphi = \frac{X}{1+kA} \cdot x$$

Also:

$$(II) \quad k = F\left(\frac{X}{1+kA}\right).$$

Man sieht leicht aus diesen Entwicklungen, ein wie großes Interesse sich an die Bestimmung von k knüpft.

Vergleicht man Ellipsoïde verschiedener Dimensionen, aber derselben Eisenmasse entnommen, so muß einem und demselben Argument: $\frac{X}{1+kA}$, das wir, nach Kirchhoff, mit u bezeichnen wollen, der nämliche Werth von k entsprechen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, wie sich dies

in Wirklichkeit für sehr kleine Werthe von u herausstellen wird, so dürfen wir daraus schliessen, dafs noch andere, von der Theorie nicht berücksichtigte Umstände ihren Einflufs geltend machen.

Vergleicht man ferner die Werthe von k , die ein und demselben Argument u entsprechen, bei verschiedenen Eisensorten, so ist hier die Gelegenheit gegeben, die charakteristischen Verschiedenheiten derselben quantitativ wiederzugeben.

Bildet man die Produkte zusammengehöriger Werthe von k und u :

$$k \cdot u = u \cdot F(u),$$

und bezeichnet die resultirende Funktion durch: $f(u)$, so hat dieselbe ein ganz besonderes Interesse, u wird nämlich mit der äufseren magnetisirenden Kraft identisch, wenn der Faktor $A = 0$ ist, da:

$$u = \frac{X}{1 + kA}.$$

Diefs ist nun der Fall, wenn die betrachtete Eisenmasse, von dem Volum gleich der Einheit, die Gestalt eines unendlich gestreckten Ellipsoïds hat, oder was dasselbe ist, wenn man sich ein isolirtes Eisenmolekül magnetisirenden Kräften ausgesetzt denkt.

$$k \cdot u = f(u),$$

giebt also das, was Anfangs als ein Ziel der Untersuchung hingestellt wurde, die Zunahme des magnetischen Moments eines Eisenmoleküls, befreit von dem hindernden »Einflufs der Gestalt«. Es ist also möglich aus Beobachtungen, die man an Eisenmassen endlicher Dimensionen anstellt, Schlüsse auf unendlich kleine Eisenmassen zu ziehen. Es wird dann endlich noch von Interesse seyn, zu beobachten, in wie weit die Momente verschiedener Ellipsoïde von endlichen Dimensionen von dem so eben besprochenen idealen Fall abweichen.

Es wurde vorhin erwähnt, dafs die theoretischen Resultate mit den bisherigen experimentellen Untersuchungen in Widerspruch stehen. In der That, sieht man die Neu-

mann'sche Formel (I) für einen gestreckten Cylinder, aufgefaßt als gestrecktes Ellipsoid, als näherungsweise richtig an:

$$M = \frac{k}{1+kA} \cdot v \cdot X,$$

so würde in diesem Falle seyn:

$$v = \pi r^2 \cdot l$$

wo r der Radius, l die Höhe des Cylinders. Wenn man für den Augenblick von dem Faktor $\frac{k}{1+kA}$ absieht, so würde aus jener Formel folgen, daß die magnetischen Momente bei gleichem Querschnitt den Längen, bei gleichen Längen den Quadraten der Radien proportional sind. Wie sehr dieß mit den bisher gefundenen Resultaten in Widerspruch steht, geht aus einem Vergleich mit den Angaben über diesen Gegenstand (s. Wiedemann's Galvanismus Bd. II, S. 323 bis 349) hervor. Es fragt sich daher, ob die Werthe von k derartig sind, daß diese Widersprüche durch Berücksichtigung des Faktors $\frac{k}{1+kA}$ gehoben werden. In diesem Falle würde die Neumann'sche Formel eine fundamentale Bedeutung erhalten, indem es dann möglich wäre, viele der jetzt isolirt stehenden Resultate durch *einen* Ausdruck wiederzugeben.

Die einzigen Angaben von numerischen Werthen der Funktion k finden sich in der mehrfach citirten Abhandlung von Kirchhoff, berechnet aus einer Versuchsreihe von W. Weber. Die Zahlen correspondiren aber nur sehr großen Werthen des Arguments u . Diese Angaben zu vervollständigen und in Bezug auf ihre Allgemeingültigkeit zu prüfen, wurden die folgenden Versuche unternommen.

Die Methode der Bestimmung von k kann nach den gemachten Ausführungen keinem Zweifel weiter unterliegen. Es kam nur darauf an, zu gleicher Zeit mit möglichster Präcision zu bestimmen.

1. Die auf ein Ellipsoid wirkende magnetisirende Kraft X .
2. Das magnetische Moment dieses Ellipsoïds M .

Ist Volum v und Dimensionen des Ellipsoïds bekannt, so berechnet man leicht die besprochenen Faktoren A , und erhält k aus der Gleichung:

$$M = \frac{k \cdot V \cdot X}{1 + k A}$$

und hieraus leicht das zugehörige u .

$$u = \frac{M}{v \cdot k} = \frac{X}{1 + k A}.$$

Da es aus verschiedenen Gründen nothwendig war, die Ellipsoïde möglichst gestreckt anzuwenden, so begnügte ich mich Stücke dünnen Eisendrahts, also streng genommen Cylinder und keine Ellipsoïde anzuwenden. Es ist dabei angenommen, — eine Annahme die schon früher Weber und Kirchhoff gemacht haben —, dafs die vorstehende Formel auch in diesem Fall anwendbar ist. Bei den Angaben über die Dimensionen der angewandten Eisenstäbe wird man sich auch leicht überzeugen, dafs die Abweichung von einem Ellipsoid bei den meisten Stäben von keinem merklichen Einflufs auf das Resultat seyn konnte. Einem der Stäbe wurde noch nachträglich eine ellipsoïdische Form durch Abschleifen gegeben. Die mit demselben erhaltenen Resultate weichen nicht wesentlich von den übrigen ab.

Als magnetisirende Kraft diente eine von elektrischen Strömen durchflossene Spirale von Kupferdraht, deren Axe mit den Axen der Eisenstäbe zusammenfiel. Es waren zwei Bedingungen für die magnetisirende Kraft gestellt:

a) Dieselbe sollte für das ganze Volum des Stabes gleichgerichtet, — parallel der Stabaxe — seyn. Um diese Bedingung, die streng genommen nur für Punkte der Spirallaxe gilt, so weit wie möglich zu erfüllen, waren die Quersdimensionen der Stäbe möglichst klein gegen den Durchmesser der Spirale gewählt. Die Stäbe hatten im Maximum einen Durchmesser von 4^{mm}, die Spirale einen innern Durchmesser von 16^{mm}. Man wird hierbei die Componenten senkrecht zur Axe als verschwindend klein ansehen können.

b) Für alle Punkte des Stabes soll die magnetisirende Kraft gleiche, nach einer gleich zu besprechenden Einheit

angebbare Intensität haben. Für den Mittelpunkt der Axe einer Spirale ist die in Richtung der Axe wirkende elektromagnetische Scheidungskraft:

$$X = \frac{2\pi \cdot n \cdot i}{d}, \quad \text{wo:}$$

n die Windungszahl,

i die Stromintensität,

$2d$ die Diagonale der Spirale bedeutet ¹⁾.

Wenn die vorbemerkte Bedingung erfüllt seyn soll, so muß der Werth von X nahezu derselbe, wie für den Mittelpunkt, für alle Punkte des Stabes seyn. In wie weit dieß der Fall, kann man nach einer, an derselben Stelle gegebenen Formel von Weber prüfen. Es ist für einen Punkt der Axe, der um b^{mm} vom Mittelpunkt entfernt ist:

$$X = \frac{\pi \cdot n \cdot i}{d} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{(l-b)^2}}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{(l+b)^2}}} \right\}$$

wo l die halbe Länge der Spirale ist.

Die Endpunkte der längsten Stäbe waren ungefähr 100^{mm} vom Mittelpunkt entfernt. Setzt man also: $b = 100$, und für die andern Elemente in der Formel diejenigen Größen, die sich aus den gemessenen Dimensionen der Spirale ergeben, nämlich:

r Radius der Spirale = 12,

l die halbe Länge derselben = 130,

so ergibt sich:

$$X = 1,92 \cdot \frac{\pi \cdot n \cdot i}{d}.$$

Diese Berechnung gilt für diejenige Lage von Windungen, für welche r am größten, l am kleinsten war, d. h. für den ungünstigsten Fall. Die kleinsten Werthe von X verhalten sich also zu den größten, wie

$$1,92 : 2.$$

Der ganze hierbei begangene Fehler liegt daher sicher noch innerhalb der Gränzen der Genauigkeit, die die Beobachtung der Stromintensität zulieft. Ich habe mich also zur

1) Weber, Elektrod. Maafsb. Bd. III, S. 546.

Berechnung der magnetisirenden Kraft einfach der Formel bedient:

$$X = 2\pi \cdot i \cdot \frac{n}{d}.$$

Da die magnetischen Momente, wie gleich ausgeführt werden soll, nach absolutem Gaufs'schen Maafs oder auch einfach als Multipla der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus gemessen wurden, so war es unumgänglich nöthig, die Stromintensität und daher die gesammte magnetisirende Kraft nach gleichem Maafs zu bestimmen. Diefs geschieht bekanntlich einfach mittelst einer Tangentenbussole. Ist:

R der Radius ihres Stromkreises,

T die Horizontalcomponente,

α der beobachtete Ablenkungswinkel,

so ist die Stromintensität, nach absolutem, elektro-magnetischem Maafs gemessen:

$$i = \frac{R \cdot T}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} \alpha,$$

Es wurden zwei Spiralen benutzt:

1) mit sechs Windungslagen

2) mit einer Windungslage

Es ergeben sich daraus die magnetisirenden Kräfte:

Bei Benutzung von Spirale 1):

$$X = 873 \cdot T \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Bei Benutzung von Spirale 2):

$$X = 180 \cdot T \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Zur Bestimmung von k ist die Kenntnifs von T nicht nöthig. Es sind daher die für X gegebenen Zahlen immer als Vielfache von T aufzufassen. Man kann leicht durch Multiplication jener Zahl mit dem absoluten Werth von T , ungefähr 1,8, die Reduction von X auf absolutes Maafs (Millimeter — Sekunde) ausführen. —

Während es einerseits wünschenswerth erschien die Dimensionen der Stäbe möglichst zu variiren, waren doch die Gränzen, innerhalb deren man sich zu halten hatte, ziemlich eng gesteckt. Die Durchmesser sollten 4^{mm}, die Längen 200^{mm} nicht überschreiten. Andererseits durften die

Dimensionen nicht zu klein genommen werden, um nicht zu geringe Wirkungen zu erhalten.

In der folgenden Tafel sind neben Radius (r) und Länge (l) der benutzten Stäbe die nach der oben angeführten Formel berechneten Factoren A zusammengestellt.

Die römisch-arabischen Zahlen sollen ferner immer als Bezeichnung des betreffenden Stabes benutzt werden. Die Stäbe waren Stücke käuflichen Eisendrahts, und zwar die mit gleichen römischen Zahlen bezeichneten aus demselben Draht entnommen. Sie waren vor Beginn der Versuche sämtlich stark ausgeglüht.

Als Stahlstab (St) diente eine gewöhnliche Stricknadel.

	r	l	A
II, 1	0,95 ^{mm}	101 ^{mm}	0,0163
II, 2	0,95	206	0,0047
III, 1	1,3	98	0,0296
III, 2	1,3	196	0,0089
IV, 1	2	111	0,0491
IV, 2	2	206	0,0171
$St.$	1,12	221	0,0055

Die magnetischen Momente wurden gemessen durch die Ablenkung eines magnetisirten Stahlspiegels, der in einer stark dämpfenden Kupferhülse hing. Die magnetisirten Stäbe waren in einiger Entfernung westlich davon aufgestellt, mit ihrer Längsrichtung senkrecht gegen den magnetischen Meridian.

Die Ablenkung wurde mit Scale und Fernrohr gemessen. Aus den abgelesenen Scalentheilen wurde der Ablenkungswinkel (α) berechnet. Bedeutet dann:

M das zu messende Moment des Stabes,

μ das Moment des Spiegels,

T die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus für den Ort der Beobachtung.

r die Entfernung von Spiegel und Stab, so ist bekanntlich:

$$2 \cdot \frac{1}{r^3} \cdot M \cdot \mu \cdot \cos \alpha = \mu \cdot T \cdot \sin \alpha.$$

Die directe Benutzung dieser Formel würde indess zu

bedeutenden Fehlern Anlaß geben, da sie nur für den Fall gilt, daß r so groß ist, daß die Dimensionen des Magnets dagegen als verschwindend anzusehen sind. Wenn nun auch r gewöhnlich zwischen 500 und 600^{mm} lag, so dürfte es doch genauer seyn, die Wirkung der Stäbe unter der Annahme zu berechnen, daß dieselbe von einem nordmagnetischen und einem süd magnetischen Pol ausgeht, und daß diese Pole den Enden des Stabes sehr nahe liegen. Bezeichnet dann:

λ die halbe Länge des Stabes,

r die Entfernung seines Mittelpunkts vom Spiegel, so ist die benutzte Formel:

$$\frac{2r}{(r^2 - \lambda^2)^2} \cdot M = T \cdot \lg \alpha.$$

Die Wirkung der Magnetstäbe war in den meisten Fällen eine verhältnißmäßig geringe gegen die elektromagnetische Wirkung der von starken Strömen durchflossenen Spirale. Es wäre daher wohl kaum möglich gewesen den Messungen die nöthige Genauigkeit zu verschaffen, wenn man die Summe beider Wirkungen gemessen hätte, und davon erst jedesmal die Wirkung der Spirale hätte abziehen sollen. Um diese Schwierigkeit zu vermeiden, wurde folgende einfache, in ähnlicher Weise von Weber zuerst angegebene und seither öfter benutzte Anordnung getroffen. Zwischen Spiegel und Spirale wurde noch ein Drahtkreis aufgestellt, der von dem Strom in entgegengesetzter Richtung, wie die Spirale durchflossen wurde. Durch Veränderung der Stellung dieses Stromkreises oder durch Veränderung seines Flächenraumes konnte man leicht seine Wirkung auf den Spiegel so reguliren, daß sie gerade die Wirkung der Spirale aufhob.

Bei der veränderlichen Gleichgewichtslage des Spiegels war es nöthig, denselben nach der einen und andern Seite abzulenken, und aus den Ablenkungen das Mittel zu nehmen. Gewöhnlich wurde zur Bestimmung eines jeden Momentes der Strom sechs bis acht Mal umgekehrt und schließlic aus den Differenzen der Ausschläge nach der einen und nach der andern Seite das Mittel genommen.

Als erstes und einfachstes Resultat sämmtlicher angestellten Versuche ergibt sich die folgende Tabelle der Quotienten $\frac{M}{vX}$, die zur Berechnung der Werthe von k zusammengestellt werden mußte, und schon an sich einiges Interesse bieten dürfte. $\frac{M}{v}$ sind nämlich die magnetischen Momente der Volumeinheit Eisen, wenn man sich dieselbe in die Form mehr oder weniger gestreckter Cylinder resp. Ellipsoide gebracht denkt, die den Gestalten der benutzten Stäbe ähnlich sind. Und zwar sind alle Zahlen einer Horizontalreihe die magnetischen Momente, bei genau derselben magnetisirenden Kraft X bestimmt, und unter genau denselben Umständen gemessen und berechnet. Diese Werthe sind also alle direct mit einander vergleichbar. An dieser Vergleichbarkeit ist dadurch natürlich nichts geändert, daß ein jedes Moment durch den correspondirenden Werth von X dividirt ist.

Tabelle I.

No.	X	II, 1	II, 2	III, 1	III, 2	IV, 1	IV, 2	Sr
1	16,9	.	47,10	.	19,77	.	24,95	.
2	21,56	.	55,00	.	23,93	.	.	.
3	29,3	.	71,02	.	35,90	.	29,69	.
4	34,98	.	74,54	.	41,16	13,11	.	.
5	44,1	.	75,00	.	48,62	13,74	.	.
6	52,4	.	70,55	.	49,43	14,16	34,44	.
7	61,38	.	67,54	.	51,25	.	.	.
8	71,2	37,03	59,57	21,06	47,59	14,63	34,82	.
9	76,4	36,57	57,57	22,16	47,03	14,38	35,76	.
10	85,5	.	55,80	.	47,71	.	.	.
11	102	35,53	48,03	22,16	42,00	14,76	33,63	.
12	142,17	30,46	36,42	22,35	33,12	14,86	29,05	23,13
13	153,9	29,50	35,00	23,41	31,88	15,64	28,61	23,37
14	225,7	23,53	25,54	20,59	24,18	15,58	22,23	19,20
15	309,1	17,53	19,03	16,06	18,48	14,72	17,50	.
16	416,4	13,66	14,53	12,94	14,48	12,04	13,65	12,53
17	622,6	10,13	10,23	9,48	10,25	9,16	9,75	9,24
18	706,8	8,95	9,20	8,72	9,31	8,29	.	8,29

Bei den mit (x) versehenen X rührte die magnetisirende Kraft von der einen Lage der Windungen her, bei den übrigen von den sechs Lagen. Es wäre durch Benutzung ein und derselben Spirale wohl möglich gewesen, eine noch gröfsere, relative Genauigkeit zu erreichen. Da es sich aber bei der Bestimmung von k um wirklich allgemein gültige Werthe handelt, so schien es wünschenswerth, durch Benutzung von zwei ganz verschiedenen Spiralen einen Maafstab für die absolute Genauigkeit zu erhalten.

Bevor ich nun zu der eigentlichen Aufgabe, der Bestimmung von k komme, sollen nur einige der auffallendsten Folgerungen aus der gegebenen Tabelle gezogen werden.

1. Neben der bedeutenden Verschiedenheit der Werthe einer Horizontalreihe tritt eine ziemliche Uebereinstimmung der Zahlen II, 1 und IV, 2 hervor, trotzdem die beiden Drähte wohl wahrscheinlicher Weise von etwas verschiedenen Eisensorten herrührten. Diefs findet darin seine Erklärung, dafs die beiden Magnete eine »ähnliche« Gestalt hatten, indem sich wenigstens annähernd die beiden Axenpaare wie 1 : 2 verhielten. Es sind also die magnetischen Momente ähnlich gestalteter Eisenstäbe direct den Massen proportional. Diefs mag als erste Bestätigung der Neumann'schen Formel gelten, da die Factoren A wesentlich von dem Verhältnifs der Axen abhängen, nicht von ihrer absoluten Gröfse, wie sich denn auch für die beiden Stäbe nahezu dieselben Werthe ergeben haben:

$$A(\text{II}, 1) = 0,0163$$

$$A(\text{IV}, 2) = 0,0171.$$

2. Vergleicht man mit den erhaltenen Resultaten die verschiedenen, angeführten, von verschiedenen Forschern ausgesprochenen Sätze und Gesetze, so könnte man dieselben fast alle aus der oben stehenden Tabelle herleiten, je nachdem man die Parallelen zwischen den verschiedenen Momenten bei gröfseren oder geringeren magnetisirenden Kräften zieht. Hieraus ist ersichtlich, welcher Werth solchen einzelnen sogenannten empirischen Gesetzen beizulegen ist.

3. Als unzweifelhaft geht aus dem Verlaufe sämmtlicher Reihen hervor, daß für sehr bedeutende magnetisirende Kräfte die magnetischen Momente sich einem Gränzwert h nähern, der, unabhängig von der »Gestalt« und, wie es scheint, auch von der Molecularbeschaffenheit des Eisens dem Volum direct proportional ist.

4. Man hat geglaubt dadurch einen gewissen Anhaltspunkt für den Vergleich der Momente verschieden gestalteter Stäbe zu erlangen, daß man die Bestimmungen vornahm innerhalb der Gränzen, in denen das Lenz-Jacobi'sche Gesetz gelten sollte. Aus der Tabelle geht hervor, daß eine solche Periode der Vergleichbarkeit streng genommen nicht existirt. Die sämmtlichen Zahlenreihen zeigen zwar einen regelmässigen Verlauf, keine aber bei irgend einer Reihe von Werthen von X eine Constanz der Quotienten $\frac{M}{X \cdot v}$, wie sie das Lenz-Jacobi'sche Gesetz erforderte.

5. Die von Verschiedenen¹⁾ schon früher gemachte Bemerkung, daß die magnetischen Momente Anfangs schneller wachsen als die magnetisirenden Kräfte, und sich dann ihrem Gränzwert langsamer nähern, findet in auffallendster Weise ihre Bestätigung durch die unverkennbaren Maxima, die alle Zahlenreihen aufzuweisen haben. (Daß ein solches in der Reihe II, 1 nicht zu erkennen ist, lag daran, daß die Bestimmungen für kleinere Kräfte bei der sehr geringen Masse dieses Stabes nicht mehr gut ausführbar waren). Je gestreckter die Gestalt, um so früher treten diese Maxima ein, um so auffallender treten dieselben hervor, besonders bei den Reihen: II, 2, III, 2. — Je weniger dagegen Längs- und Quer-Dimensionen differiren, um so mehr scheinen jene Quotienten sich einer gewissen Constanz zu nähern. Siehe besonders die Reihen: IV, 1, III, 1.

1) Koosen, Pogg. Ann. Bd. 85.

Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. 100, 106, 117.

Dub, Pogg. Ann. Bd. 133.

Die besprochenen Maxima werden nun von besonderer Bedeutung für die Bestimmung von k . Es ist klar, daß einem Maximum ein $\frac{k}{1+kA}$, welches ja $= \frac{M}{vX}$ ist, auch ein Maximum von k entspricht. Ein solches Maximum in dem Verlauf der Funktion:

$$k = F(u),$$

hat an sich wohl wenig Wahrscheinliches. Nun zeigt sich bei Bestimmung der korrespondirenden Werthe von k und u für Werthe von u zwischen 100 und ∞ die größte Uebereinstimmung bei den Resultaten, die von den verschiedensten Stäben weichen Eisens herrühren. Bei kleineren Werthen von u zeigen die entsprechenden Werthe von k zwar noch eine »Gleichmäfsigkeit« des Verlaufs, aber keine »Gleichheit« mehr. Benutzt man dagegen Werthe zur Berechnung von k , die unterhalb der besprochenen Maxima liegen, so erhält man nicht allein keine übereinstimmenden Werthe mehr, sondern Resultate, welche beweisen, daß man mit Bedingungen zu thun hat, die jedenfalls nicht mehr den einfachen theoretischen Voraussetzungen entsprechen.

Ob man hier etwa eine Wirkung der sogenannten »Reibung der Ruhe« ¹⁾ vor sich hat, die den Molekularmagneten erst dann gestattet an der Drehung Theil zu nehmen, wenn die auf sie wirkende Kraft eine gewisse Gröfse erreicht hat, will ich nicht entscheiden. So viel ist aber klar, daß, wenn bei einzelnen Theilen eines Stabes, z. B. in der Nähe seiner Axe, die magnetisirenden Kräfte nicht hinreichen jenen Anfangswiderstand zu überwinden, an eine richtige Bestimmung von k nicht zu denken ist. Denn k gibt, so zu sagen, den theoretischen Mittelwerth der magnetischen Vertheilung für den ganzen Stab. Man erhält also jedenfalls einen zu kleinen Werth für k , wenn die Magnetisirung noch nicht in allen Theilen des Stabes begonnen hat. Mit Berücksichtigung dieser Bemerkungen ergaben sich nun folgende Tabellen für entsprechende Werthe von k und u , wozu nur noch zu bemerken, daß die unter No. gegebenen Zahlen

1) Wiedemann, Galvanismus Bd. II, S. 313.

sich auf die Nummern der Tabelle I beziehen, so daß man augenblicklich die Versuche übersehen kann, aus denen k und u berechnet wurden.

Tabelle II.

III, 1.			IV, 1.		
No.	u	k	No.	u	k
13	49,0	73,56	13	35,3	68
14	87,9	52,90	14	52,6	66,86
15	160,1	30,65	15	85,0	53,52
16	255,9	21,06	16	168,0	29,65
17	447,6	13,18	17	342	16,68
18	532	11,75	18	418	14,00

II, 2.			III, 2.		
No.	u	k	No.	u	k
4	23,2	112,2	6	29,4	88,11
5	28,7	116,28	7	33,4	94,04
6	34,6	105,77	8	41,1	82,48
7	41,8	99,13	9	43,8	80,67
8	51,2	82,79	11	63,9	67,09
9	53,5	79,08	12	103,6	46,91
10	62,9	75,81	13	110,4	44,46
11	78,8	62,13	14	177,6	30,76
12	117,7	43,98	15	258,6	22,10
13	128,4	41,91	16	362,0	16,60
14	200,7	28,73	17	566,3	11,27
15	278,5	21,12	18	648,8	10,15
16	388,0	15,59	II, 1.		
17	593,5	10,73	No.	u	k
18	676,9	9,61	8	28,2	93,51
Stahlstab.			9	30,8	90,74
No.	u	k	11	42,8	84,40
13	134,0	26,90	12	74,4	60,56
14	202	21,47	13	79,7	56,83
16	388	13,46	14	139,0	38,20
17	591,5	9,73	15	220,7	24,55
18	675,9	8,68	16	323,5	17,58
			17	520,2	12,13
			18	603,8	10,48

IV, 2.

No.	u	k
9	29,5	92,64
11	42,0	79,50
12	71,2	58,00
13	78,4	56,20
14	139,5	35,97
15	216,4	25,00
16	318,7	17,83
17	518,9	11,70

Eine eigentliche Uebersicht des erhaltenen Resultates gewähren diese Tabellen erst, wenn man sie in eine Gesamttabelle ordnet nach absteigenden Werthen der Argumente u :¹⁾

Die in Tabelle III folgende kleinere Tabelle ist von Kirchhoff²⁾ berechnet aus einer Versuchsreihe von W. Weber³⁾. Es ist dabei nur zu bemerken, daß die Werthe von u in der citirten Abhandlung, nach absolutem Maafs (Millimeter — Sekunde) gegeben sind. Dieselben mußten daher, um mit den hier vorkommenden u vergleichbar zu werden, durch den Werth der Horizontalkomponente, der wohl nahezu 1,8 beträgt, dividirt werden. Ein Blick auf die Tabellen wird sowohl ihre Uebereinstimmung in sich, als mit einander erkennen lassen.

Die Werthe von k und u sind in Fig. 1 Taf. II zu einer Curve zusammengestellt. Die Curve k für weiches Eisen unterscheidet sich, wie man sieht, merklich von der für Stahl gefundenen. Die aus der Kirchhoff'schen Tabelle entnommenen Werthe k sind in Fig. 1 durch ein beige-setztes K hervorgehoben.

1) S. folg. Seite.

2) Kirchhoff, Crelle Journ. Bd. 48, S. 374.

3) W. Weber, Elektrod. Maafsb. Bd. III, S. 569.

Tabelle III.

No.	u	k	No.	u	k
II, 2	676,9	9,61	II, 1	220,7	24,55
III, 2	648,8	10,15	IV, 2	216,4	25,00
II, 1	603,8	10,48	II, 2	200,7	28,73
II, 2	593,6	10,73	III, 2	177,6	30,76
III, 2	566,3	11,27	IV, 1	168,0	29,65
III, 1	532	11,75	III, 1	160,0	30,65
II, 1	520	12,13	IV, 2	139,5	35,97
IV, 2	518,9	11,7	II, 1	139,0	38,20
III, 1	447,6	13,18	II, 2	128,4	41,91
IV, 1	418	14,00	II, 2	117,7	43,98
II, 2	388,0	15,59	III, 2	110,4	44,46
III, 2	362,0	16,60	III, 2	103,6	46,91
IV, 1	342	16,68	III, 1	87,9	52,90
II, 1	323,5	17,58	IV, 1	85,0	53,52
IV, 2	318,7	17,83	II, 1	79,7	56,83
II, 2	278,5	21,12	IV, 2	78,4	56,20
III, 2	258,6	22,10	II, 1	74,4	60,56
III, 1	255,9	21,06	IV, 2	71,2	58,00

No.	u	k	No.	u	k
8	1380	5,6	11	720	9,5
7	1332	5,7	3	658	10,2
6	1155	6,4	12	537	12,0
9	1091	6,7	2	457	13,5
5	982	7,4	13	340	16,9
10	880	8,1	14	167	23,5
4	840	8,4	1	164	25

Während der Verlauf der Werthe von k für größere Argumente u wohl den Erwartungen entspricht, die man nach den bisher bekannten Thatsachen hegen konnte, dürfte die außerordentliche Veränderung von k für Werthe von u unterhalb 100 überraschen. Denn man sollte eigentlich erwarten, daß gerade u für kleine Werthe von k constant wäre. Diefß zeigt zunächst, daß die besprochenen Poisson'schen Voraussetzungen auch nicht für die kleinsten

magnetisirenden Kräfte gelten. Es fragt sich nun, wie damit das Lenz-Jacobi'sche Gesetz, das doch, innerhalb gewisser Gränzen, annähernd gilt, und das z. B. schon aus einem Theil der Reihen:

Tabelle I, III, 2, IV, 2

gefolgt werden könnte, in Einklang zu bringen ist. Hierbei ist zunächst in formaler Hinsicht auf die Eigenthümlichkeit der Neumann'schen Formel hinzuweisen, in welcher der Faktor

$$\frac{k}{1+kA}$$

vorkommt. Je größer A ist, um so mehr nähert sich dieser Ausdruck einer gewissen Constanz, auch wenn k zwischen ziemlich weiten Gränzen variirt. Ist z. B. $A = 0,1$, so liegt $\frac{k}{1+kA}$ zwischen den Gränzen 8,33 und 9,09, während k selbst zwischen 50 und 100 liegen kann. Physikalisch ist diese formale Betrachtung leicht zu deuten. Die Proportionalität zwischen magnetisirender Kraft und magnetischem Moment findet nicht deshalb statt, weil alle Schichten eines Eisencylinders mehr oder weniger, wie es der theoretischen Vertheilung entsprechen würde, aber gleichartig magnetisirt werden, sondern, während die oberen Schichten schon bis zu ihrem Gränzwert h magnetisirt sind, beginnen die inneren Schichten überhaupt erst an der Magnetisirung Theil zu nehmen. Aber es treten bei jeder Vermehrung der magnetisirenden Kraft neue Schichten hinzu.

Ferner wird es durch die verhältnißmäfsig grofsen Zahlenwerthe der Funktion k erklärlich, dafs die Faktoren A , die ja mit k multiplicirt sind, einen relativ bedeutenden Einflufs auf das Resultat gewinnen. Berücksichtigt man, dafs bei gleichem Radius und zunehmender Länge jene Faktoren schnell abnehmen, dafs sie bei gleicher Länge und zunehmendem Radius schnell wachsen, so dürfte hieraus leicht allgemein der »Einflufs der Gestalt« auf das magnetische Moment erkannt werden.

Es ist nun noch die Betrachtung wieder aufzunehmen,

die weiter oben angestellt wurde. Es wurde dort gezeigt, dafs:

$$k \cdot u = f(u)$$

das ideale magnetische Moment eines unendlich dünnen Stabes unter dem Einfluß der magnetisirenden Kraft

$$u = X$$

repräsentirt.

Die leicht zu berechnenden Zahlenwerthe der Funktion f wiederzugeben schien deshalb nicht rathsam, weil ein kleiner, bei der Bestimmung von k begangener Fehler hier in mehrhundertfacher Vergrößerung auftreten würde. Es läßt sich aber daraus ersehen, dafs diese Werthe nicht sehr wesentlich von denen der magnetischen Momente des Stabes II, 2, auf die Volumeinheit reducirt, abweichen würden. Dieselben sind deshalb in Tabelle IV, ihren Zahlenwerthen nach dargestellt. Zum Vergleich mit II, 2 sind ferner noch die ziemlich nahekommenden Werthe von III, 2 und die, wegen der sehr verschiedenen Gestalt sehr stark abweichenden Werthe von IV, 1 dazu gestellt.

Tabelle IV.

X	II, 2	III, 2	IV, 1
21,56	1186	516	
35,0	2607	1440	459,3
44,1	3304	2142	605,4
52,4	3662	3146	749,3
71,2	4244	3391	1042
76,4	4396	3539	1098
85,5	4772	4081	.
102,0	4900	4284	1506
142,17	5177	4708	2114
153,9	5384	4908	2406
225,7	5767	5463	3518
309,4	5883	5715	4551
416,4	6049	6029	5011
622,6	6369	6383	5704
706,8	6505	6585	5858

Man sieht leicht sowohl aus der Tabelle wie aus den Curven, wie man bei richtiger, d. h. möglichst linearer Gestaltung der Eisenmassen, bei Apparaten, bei denen ein möglichst großes temporäres Moment benutzt werden soll, schon mit verhältnißmäßig kleinen Kräften den Magnetismus bis zu seinem Gränzwert h steigern kann, wie wenig dagegen bei Eisenmassen mit bedeutenden Querdimensionen die Magnetisirungsfähigkeit ausgenutzt wird.

Es sey mir nun noch gestattet, die Resultate der vorliegenden Arbeit kurz zusammenzufassen:

Die Bestimmung von k gemäß den theoretischen Entwicklungen ist möglich innerhalb der Gränzen des Arguments von etwa $u = 30$ bis $u = \infty$.

Die Präcision der Bestimmung innerhalb dieser Gränzen ausgesprochen in Tabelle III und Taf. II Fig. 1, ist als vollständiger Beweis für die Uebereinstimmung der von Kirchhoff modificirten Theorie mit der Realität anzusehen.

Die Unmöglichkeit dagegen, die Rechnung für sehr kleine Werthe von u und entsprechende von k durchzuführen, zeigt, daß die theoretischen Ausführungen eine gewisse Gränze der Anwendbarkeit haben. Diese Gränze ist keine scharfe. Man bemerkt, wie die Störungen bei Steigerung der magnetisirenden Kraft nach und nach immer mehr zurüctreten. Doch läßt sich diese Gränze ungefähr charakterisiren. Sie liegt jedenfalls in der Nähe des Maximums der Quotienten $\frac{M}{X}$, also in der Nähe des Werthes von $\frac{M}{X}$, den man gewöhnlich als den Beginn der Sättigung bezeichnet.

Am Schlusse meiner Arbeit angelangt, fühle ich mich gedrungen, meinem Dank gegen den Hrn Prof. Magnus Ausdruck zu geben, in dessen Laboratorium die besprochenen Versuche angestellt wurden, und der mir während des Verlaufs der Untersuchung in jeder Beziehung seine freundliche Unterstützung zu Theil werden liefs.



VI. Ueber die Lichtabsorption der Luft; von H. Wild.

(Fortsetzung von Bd. 134, S. 568).

(Aus d. Mittheil. d. bern. naturf. Gesells. Jahrgang 1868; vom Hrn. Verf. übersandt.)

Die in Nr. 646 bis 648 der Mittheilungen des letzten Jahres publicirten Untersuchungen über die Lichtabsorption der Luft habe ich während der verfloßenen Frühjahrsferien fortgesetzt. Wenn nun auch die durch die neuen Experimente und Messungen gewonnenen Resultate noch keineswegs die Frage nach den auf die Durchsichtigkeit der Luft influirenden Umständen vollständig und endgültig lösen, so dürfte ihre Mittheilung doch von Interesse seyn, da sie geeignet sind, wichtige und unerwartete Anhaltspunkte für künftige Untersuchungen über diesen Gegenstand zu gewähren.

Die Anordnung des ganzen Apparats ist aus der schematischen Zeichnung Fig. 2 Taf. II zu entnehmen. Die zwei an den Enden durch Spiegelglasplatten verschlossenen Röhren I und II von nahezu 4^m Länge, wie früher 0^m,1 weit und mit zahlreichen Diaphragmen von 0^m,06 Oeffnung versehen, convergiren mit ihren Axen gegen ein und denselben Punkt der durchscheinenden (geölten) Papierscheibe A, der 0^m,08 über deren Centrum liegt. Dieselbe hat einen Durchmesser von 0^m,3, ist aus einem sehr homogenen Wattmann'schen Zeichnungspapier, das ich der Gefälligkeit meines Assistenten, Hrn. Cand. Pernet verdanke, ausgeschnitten, und wird zudem noch durch ein Uhrwerk um eine durch das Centrum gehende horizontale Drehungsaxe in rasche Rotation versetzt. Da sie zudem beim Fensterlicht (das Fenster wurde jedesmal bei den Versuchen ganz entfernt) entweder etwas innerhalb desselben bei A, oder auch geradezu auf dem Fenstergesimse bei A₁ aufgestellt war, so erhielt man auf diese Weise eine sehr gleichförmig erleuchtete weisse Fläche. Zwischen der Scheibe A und den Röh-

ren befindet sich zur Abhaltung fremden Lichts von den letztern ein innen geschwärzter, ungefähr in seiner Mitte mit einem Diaphragma versehener Holzkasten *KK*, der am vorderen Ende eine 0^m,1 weite kreisförmige Oeffnung, an der entgegengesetzten Seite einen größern Ausschnitt zur Aufnahme der vordern Enden der beiden Röhren besitzt. Unmittelbar hinter den andern Enden dieser Röhren ist das Photometer mit seinen beiden Lichteinlassöffnungen aufgestellt. Zwei seitliche Oeffnungen auf dieser Seite der Röhren I und II stehen durch zwei Kautschukschläuche und ein gabelförmig getheiltes Messingrohrstück mit einem dritten Schlauche in Verbindung, der zu einer großen, doppelt wirkenden Luftpumpe mit Selbststeuerung von Staudinger in Gießen (der eidgen. Eichstätte angehörig) führt. Man kann so vermittelst der Pumpe, je nachdem man den einen oder andern der beiden Bunsen'schen Quetschhähne (Schraubenklemmen) 1 und 2 öffnet, nach Belieben die Röhre I oder II evacuiren. Um die letztern hernach mit verschiedenen Luftarten füllen zu können, sind zwei Oeffnungen in der Nähe ihrer andern Enden durch zwei Kautschukschläuche zunächst wieder mit einem gabelförmigen Messingrohrstück und durch ein an dieses sich anschließendes zweites gleiches Rohrstück wieder mit zwei Kautschukschläuchen in Verbindung gesetzt, von denen der eine nur zu dem Filtrations- und Trocknungsapparat, der andere nach Bedürfnis entweder zum Filtrations- und Sättigungsapparat führt, oder in die freie Luft in oder außerhalb des Zimmers ausmündet. Durch wechselweises Schließen oder Oeffnen der Quetschhähne *a* und *b* einerseits, sowie *α* und *β* anderseits ist es dieser Einrichtung zufolge leicht möglich, die evacuirten Röhren nach Wunsch mit filtrirter trockener Luft oder mit feuchter oder mit unfiltrirter etc. zu füllen.

Durch diese Anordnung des Apparats wird zunächst die Hauptquelle von Unsicherheit bei den frühern Versuchen umgangen. Indem nämlich das Licht von ein und derselben Stelle der Papierscheibe durch die beiden Röhren zum Photometer gelangt, wird die Bedingung eines während der

Dauer der Versuche constanten Intensitätsverhältnisses des in die eine und andere Röhre eindringenden Lichtes ohne Weiteres erfüllt. Der grofse Abstand der vordern Röhrenden von der leuchtenden Scheibe, der weite innen mattschwarze Kasten *KK* zwischen beiden, und die zahlreichen Diaphragmen in den Röhren selbst, schlofsen ferner meines Erachtens jede Möglichkeit aus, dafs anderes als parallel zur Axe der letztern durch sie hindurchgeschicktes Licht im Photometer wirksam werde. Dazu trägt ausserdem auch noch der Umstand bei, dafs das Polariscopfernrohr des Photometers auf die Unendlichkeit eingestellt ist, und also wesentlich blofs solche parallele Strahlen, die zur Beurtheilung des Lichtintensitätsverhältnisses dienende Farbenerscheinung bedingen. Die längern Röhren endlich sowie die Möglichkeit, beide zu evacuiren, machen diesen Apparat auch für geringere Unterschiede in der Durchsichtigkeit der Luft empfindlicher.

Für den Fall, dafs beide Röhren mit Luft von gleicher Dichtigkeit und Beschaffenheit, also auch demselben Durchsichtigkeitscoefficienten angefüllt sind, hat man für den Neutralisationswinkel v am Photometer die Gleichung:

$$1) \quad \dots \quad \frac{J \cdot a^l}{J \cdot a_1^l} = 1 = C \cdot \tan^2 v$$

wo J die Lichtintensität der Papierscheibe, l die Länge der Röhren und C eine unbekannte im Apparat liegende constante Gröfse repräsentiren.

Wenn wir darauf die eine der Röhren, etwa die Röhre II, mit Luft von anderer Beschaffenheit füllen, deren Durchsichtigkeitscoefficient a_1 ist, so findet beim neuen Neutralisationswinkel v_1 die Gleichung:

$$2) \quad \dots \quad \frac{J \cdot a^l}{J \cdot a_1^l} = \left(\frac{a}{a_1}\right)^l = C \cdot \tan^2 v_1$$

statt.

Bringen wir dagegen die Luft aus der Röhre I nach II und umgekehrt die aus II nach I, so gilt beim neuen Neutralisationswinkel v_2 die Gleichung:

$$3) \quad \dots \quad \frac{J \cdot a^l}{J \cdot a_1^l} = \left(\frac{a_1}{a}\right)^l = C \cdot \tan^2 v_2.$$

Aus den den Gleichungen 1 und 2 entsprechenden Beobachtungen ergibt sich aber durch Elimination der Unbekannten C :

$$\text{I.} \quad \dots \quad \frac{a}{a_1} = \left(\frac{\tan v_1}{\tan v} \right)^{\frac{2}{l}}$$

Aus den Gleichungen 2 und 3 folgt dagegen:

$$\text{II.} \quad \dots \quad \frac{a}{a_1} = \left(\frac{\tan v_1}{\tan v_2} \right)^{\frac{2}{l}}$$

Ist aber a_1 von a blofs durch eine Dichtigkeitsdifferenz der Luft verschieden, so dafs etwa a den Durchsichtigkeitscoëfficient von Luft unter dem gewöhnlichen durch das Barometer gemessenen Drucke p , und a_1 denjenigen von verdünnter Luft vom Drucke p_1 repräsentirt, so hat man nach Erörterungen in der ersten Abhandlung:

$$a = \left(\frac{a}{a_1} \right)^{\frac{p}{p-p_1}}$$

Für diesen Fall gehen daher die Gleichungen I und II in folgende über:

$$\text{I.} \quad \dots \quad a = \left(\frac{\tan v_1}{\tan v} \right)^{\frac{2p}{(p-p_1)l}}$$

und

$$\text{II.} \quad \dots \quad a = \left(\frac{\tan v_1}{\tan v_2} \right)^{\frac{2p}{(p-p_1)l}}$$

Beobachtungen.

26. März. Beide Röhren wurden evacuirt bis zu 40^{mm} Druck, sodann beide mit durch eine 10 Centimeter lange Baumwollenschicht filtrirter Luft gefüllt, und darauf die Röhre II abwechselnd evacuirt und mit solch filtrirter Luft angefüllt.

$$\begin{aligned} 1) \quad v &= 43^\circ 0' & p &= 715^{\text{mm}} \\ v_1 &= 42 \ 49 & p_1 &= 40^{\text{mm}} \\ l &= 3^{\text{m}},98. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2) \quad v &= 43^\circ 0' & p &= 715^{\text{mm}} \\ v_1 &= 42 \ 37 & p_1 &= 40 \\ l &= 3^{\text{m}},98. \end{aligned}$$

Diese Werthe in Formel I' oben eingesetzt ergeben:

$$1) \quad a = 0,99659$$

$$2) \quad a = 0,99288.$$

27. März. Beide Röhren werden evacuirt, darauf Röhre I durch Oeffnen der Quetschhähne a und α bei geschlossenen Hähnen b und β mit trockener und filtrirter Luft gefüllt, sodann II durch Schliessen von α und Oeffnen von b zuerst halb, darauf durch Schliessen von a und Oeffnen von α ganz mit trockener und staubfreier Luft gefüllt und I evacuirt u. s. f. abwechselnd I und II evacuirt, und anderseits mit trockener und staubfreier Luft gefüllt. Der hierbei angewendete Filtrations- und Trocknungs-Apparat bestand aus 4 U-förmig gebogenen, durch Kautschukschläuche der Reihe nach verbundene Glasröhren, von welchen die erste, die Luft aus dem Zimmer aufsaugende, in beiden Schenkeln eine 10 Centimeter lange Baumwollenschicht, die andern drei Glasstücke, und in ihrem untern Theil concentrirte englische Schwefelsäure, enthielten.

	Röhre I.	Röhre II.	Photometer.
1)	40 ^{mm}	715 ^{mm}	43° 9' $\pm$ 5'
2)	715	40	42 38 $\pm$ 8'
3)	40	715	43 17 $\pm$ 4'
4)	715	40	42 23 $\pm$ 5'

$$l = 3^m,98$$

$$\text{Temperatur: } 12^{\circ} \text{ C.}$$

Combinirt man hier das Mittel aus 1 und 3 mit 2, und das Mittel aus 2 und 4 mit 3, so ergeben sich zur Berechnung der Durchsichtigkeitscoëfficienten nach Formel II' die Daten:

$$1) \quad v_1 = 42^{\circ} 38' \quad p = 715^{\text{mm}}$$

$$v_2 = 43 \ 13 \quad p_1 = 40$$

also:

$$a = 0,99458:$$

$$2) \quad v_1 = 42^{\circ} 31' \quad p = 715^{\text{mm}}$$

$$v_2 = 43 \ 17 \quad p_1 = 40$$

also:

$$a = 0,99288.$$

30. März. Beide Röhren zuerst mit trockener und filtrirter Luft gefüllt und dann wieder abwechselnd die eine und andere evacuirt. Temp. 9° C.

	Röhre I.	Röhre II.	Photometer.
1)	718 ^{mm}	718 ^{mm}	42° 50' ± 3'
2)	718	32	42 41 ± 5
3)	39	718	43 8 ± 7
4)	718	42	42 35 ± 4.

Hieraus ergeben sich zur Berechnung nach Formel I' die Daten:

$$v = 42^{\circ} 50' \quad p = 718^{\text{mm}}$$

$$v_1 = 42 \ 41 \quad p_1 = 32$$

also:

$$a = 0,99724;$$

und zur Berechnung nach Formel II' durch Combination des Mittels aus 2 und 4 mit 3:

$$v_1 = 42^{\circ} 38' \quad p = 718^{\text{mm}}$$

$$v_2 = 43 \ 8 \quad p_1 = 38$$

also:

$$a = 0,99537.$$

31. März. Versuche wie am 27. März. Temperatur 11° C.

	Röhre I.	Röhre II.	Photometer.
1)	720 ^{mm}	25 ^{mm}	42° 51' ± 4'
2)	31	720	43 6 ± 5
3)	720	31	42 51 ± 3.

Das Mittel aus 1 und 2 mit 3 combinirt giebt für die Berechnung des Durchsichtigkeitscoefficienten die Daten:

$$v_1 = 42^{\circ} 51' \quad p = 720^{\text{mm}}$$

$$v_2 = 43 \ 6 \quad p_1 = 29$$

also:

$$a = 0,99712.$$

Unter Weglassung der Beobachtungs-Resultate vom 26. März, die mehr bloßen Vorversuchen entsprechen, erhalten wir also für den *Durchsichtigkeitscoefficienten von filtrirter trockener Luft bezogen auf 1 Meter als Weg-Einheit* die Werthe:

Datum.	Durchsichtigkeits- Coefficient.	Luft- Druck.	Luft- Temperatur.
März.			
27.	0,99458	715 ^{mm}	12°
	0,99288		
30.	0,99724	718	9
	0,99537		
31.	0,99712	720	11

Eine nähere Betrachtung der Werthe dieser Durchsichtigkeitscoefficienten sowie auch der beiden vom 26. März zeigt zunächst, daß beim ersten Versuch zuweilen die Durchsichtigkeit größer war als beim zweiten, sodann daß auch die Durchsichtigkeit im Mittel vom 27. bis zum 31. allmählich zunahm und endlich, daß die Differenzen zwischen den verschiedenen Werthen dieses Coefficienten weit die durch den durchschnittlichen Beobachtungsfehler von 4 bis 5' beim Photometer bedingte Gränze überschreiten. Dem letztern würde nämlich eine Aenderung des Coefficienten um ungefähr 0,00036 entsprechen, während jene Differenzen mehr als 10 Male größer sind.

Es scheint mir hieraus zu folgen, daß trotz der wiederholten Evacuierung und Füllung mit filtrirter Luft die Röhren doch immer noch nicht ganz von dem in ihnen von Anfang an enthaltenen Staube befreit waren. Dieselben waren allerdings nach der Anfertigung mit Wasser gut ausgespült worden, mußten dann aber, da sie wegen der Diaphragmen nicht ausgewischt werden konnten, längere Zeit behufs vollständiger Austrocknung geöffnet daliegen, wobei sich jedenfalls wieder Staub in ihnen absetzte. Ich hoffte nun zwar, dieser werde nach und nach beim Evacuiren mit fortgenommen werden, und unsern Beobachtungen zufolge ist dies auch in der That theilweise der Fall. Allein vollkommen entfernt wird so der Staub wohl nicht; die geringere Durchsichtigkeit je bei den späteren Beobachtungen an demselben Tage weist vielmehr darauf hin, daß wohl ein Theil des Staubes beim Evacuiren sofort zu Boden fällt und später durch die einströmende Luft wieder aufgewirbelt wird. Wie groß aber der Einfluß des Staubes ist, zeigt folgende Thatsache. Bei den Vorversuchen war eine der Kautschukröhren nicht gehörig von dem innen anhängenden Schwefelstaub befreit worden, der dann beim Einströmen der Luft mitgerissen und gegen die verschließende Glasplatte geschleudert wurde. Obschon derselbe auf dieser nur stellenweise als ein leiser Anflug erschien, so ergab sich doch in Folge davon eine mehr als 1" be-

tragende Aenderung des Neutralisationswinkels im Photometer.

Diesen Erörterungen zufolge können jedenfalls nur die Maximumwerthe der obigen Zahlen einigen Anspruch darauf machen, als Durchsichtigkeitscoefficienten nahezu staubfreier Luft zu gelten. Das Mittel aus den beiden größten Werthen vom 30. und 31. März ergibt also für den *Durchsichtigkeitscoefficienten von trockener und nahezu staubfreier Luft* bezogen auf 1^m als Wegeinheit:

$$a = 0,99718$$

bei 10° C. und einem Druck von 719^{mm}.

Nach dieser, wenn auch in Betreff der Befreiung von Staub noch sehr unsichern Bestimmung der Durchsichtigkeit der trockenen und filtrirten Luft ging ich dazu über, zu untersuchen, ob sich mittelst des neuen Apparats auch ein Unterschied zwischen der Absorption von trockener und von feuchter Luft erkennen lasse. Zu dem Ende wurde der Kautschuckschlauch mit dem Quetschbahn β mit einem System von 4 U-förmigen Glasröhren von entsprechender Beschaffenheit wie bei dem oben beschriebenen Trocknungsapparat verbunden, mit dem einzigen Unterschied, dafs hier die 3 Röhren mit Glasstücken destillirtes Wasser enthielten, so dafs die durchstreichende Luft mit Wasserdampf gesättigt wurde. Durch passende Regulirung der Hähne a , b , α und β konnte man so nach Belieben nach dem Evacuiren die eine oder andere Röhre mit trockener oder mit feuchter Luft füllen. Bei allen Beobachtungen wurde immer zuerst die feuchte, hernach erst die trockene Luft in die Röhren gefüllt, so dafs die erstere inzwischen jedenfalls ganz zur Ruhe kommen konnte.

Beobachtungen.

31. März. Barometerstand 720^{mm}. Temp. 14°,0 C.

Röhre I.▲	Röhre II.	Photometer.
1) trockene. Luft	feuchte Luft	43° 49'
2) feuchte "	trockene "	43 0
3) trockene "	feuchte "	43 51

Hieraus folgt zur Berechnung nach der Formel I:

$$l = 3^m,98 \quad v_1 = 43^\circ 50' \quad v_2 = 43^\circ 0'$$

also:

$$\frac{a_1}{a} = \left(\frac{\tan 43^\circ 0'}{\tan 43^\circ 50'} \right)^{\frac{1}{3,98}}$$

wenn a_1 den Durchsichtigkeitscoefficienten der filtrirten feuchten und a denjenigen der filtrirten trocknen Luft darstellt. Führen wir hier für a den Werth: 0,99718 ein, so kommt:

$$a_1 = 0,98994.$$

1. April. Luftdruck 718^{mm}. Temp. 12° C.

Röhre I.	Röhre II.	Photometer.
1) feuchte Luft	trockene Luft	43' 3'
2) trockene "	feuchte "	43 49
3) feuchte "	trockene "	43 5

somit:

$$v_1 = 43^\circ 49' \quad v_2 = 43^\circ 4'$$

und:

$$a_1 = 0,99066.$$

Aus diesen beiden Beobachtungsreihen ergibt sich also im Mittel für den *Durchsichtigkeitscoefficienten von nahezu staubfreier, bei 13° C. mit Wasserdampf gesättigter Luft* der Werth:

$$a_1 = 0,99030$$

bei 13° C. und einem Druck von 719^{mm}.

War nun schon das gleich bei der ersten dieser Messungen sich ergebende Resultat einer stärkern Absorption der feuchten Luft unerwartet — so unerwartet, daß ich mich noch durch besondere Versuche, wie Einschalten von Glasplatten auf der einen Seite, von der richtigen Auffassung der Einstellungsveränderung am Photometer überzeugte —, so erschien mir die aus dem Vorigen sich ergebende große Differenz zwischen dem Durchsichtigkeitscoefficienten der trockenen und feuchten Luft geradezu verdächtig. Während nämlich dem Coefficienten für trockene Luft zufolge eine Luftschicht von 100^m Dicke noch $\frac{3}{4}$ des einfallenden Lichts durchläßt, würde gemäß dem vorstehen-

den Werthe von α , eine gleich dicke Schicht feuchter Luft um $\frac{3}{8}$ des einfallenden Lichts durchlassen, also bereits mehr als die Hälfte desselben absorbiren.

Um zunächst allfällige Irrthümer bei den vorigen Messungen aufzudecken, wiederholte ich die Versuche mit trockener und mit feuchter Luft am 1. und 2. April in folgender modificirter Weise. Die beiden Röhren wurden statt nebeneinander jetzt auf derselben Seite hintereinander aufgestellt, so daß das zur einen Oeffnung des Photometers gelangende Licht beide Röhren nacheinander zu durchlaufen hatte, während das auf die andere Oeffnung einfallende Licht die freie Luft des möglichst verdunkelten Zimmers durchsetzte. Da einerseits diese freie Luft während der Dauer der Versuche wohl nicht ganz unverändert blieb, anderseits wegen der Verkleinerung des Gesichtsfeldes die Einstellungsfehler beim Photometer mehr als verdoppelt wurden, so können diese Versuche, bei welchen das System der beiden Röhren nach jeweiligem Evacuiren das eine Mal mit trockener, das andere Mal mit feuchter Luft gefüllt wurden, nicht in gleiche Linie mit den vorigen gestellt werden. Ich unterlasse daher die Mittheilung der Beobachtungsergebnisse und bemerke nur, daß dieselben eine eher noch etwas geringere als größere Durchsichtigkeit der feuchten Luft gegenüber derjenigen der trockenen ergaben und daher wenigstens Das mit Sicherheit erkennen ließen, daß die oben mitgetheilten genauern Beobachtungen kein Versehen involviren.

Will man also nicht ohne Weiteres eine größere Absorption der feuchten Luft annehmen, so muß man sich fragen, ob die obigen Thatsachen durch andere fremdartige Einflüsse erklärt werden können. Ich dachte zuerst an eine Ausscheidung von Nebeln in der mit Wasserdampf gesättigten Luft, wodurch eine scheinbar sehr viel stärkere Absorption derselben bewerkstelligt werden könnte. Allein da das Wasser in den U-förmigen Röhren stets eine niedrigere Temperatur als die umgebende Luft und die großen Röhren selbst hatte, auch die Luft ziemlich rasch durch-

strich, so war die feuchte Luft in den Röhren kaum je vollständig mit Wasserdampf gesättigt, und es ist daher auch eine Ausscheidung von Nebeln kaum denkbar. In der That konnte ich auch nie außer unmittelbar während raschen Evacuirens beim Hindurchsehen durch die mit feuchter Luft gefüllte Röhre nach einem leuchtenden Punkt mit freiem Auge oder vermittelst eines Fernrohrs irgend eine Spur der durch Nebel bewirkten Diffractionerscheinung wahrnehmen. — An eine stärkere Aufwirblung des noch vorhandenen Staubes in der Röhre mit feuchter als in derjenigen mit trockener Luft ist um so weniger zu denken, als dem obigen zufolge immer die feuchte Luft zuerst eingefüllt wurde, also jedenfalls eher vollständiger denn die trockene Luft in der andern Röhre zur Ruhe gekommen war. — So schien mir schliesslich nur noch folgende Störungsursache denkbar. Es wäre möglich, dass beim Einfüllen der feuchten Luft in die eine oder andere Röhre die verschliessenden Glasplatten zufolge der hygroscopischen Eigenschaften des Glases sich mit einer Schicht condensirten Wasserdampfs überziehen, die dann wesentlich die scheinbar geringere Durchsichtigkeit der feuchten Luft bedingen würde.

Um zu erkennen, in wiefern dieser Einwand begründet sey und zugleich von einer solchen Fehlerquelle unabhängige Resultate zu erhalten, wurde der Apparat in der Art abgeändert, dass man vor beiden Röhren I und II noch zwei ganz gleich beschaffene, aber bloß 0^m,1 lange aufstellte und dann den Schlauch *a* zugleich mit der Röhre I und der kleinen vor II gesetzten, den Schlauch *b* aber zugleich mit II und der kleinen vor I gesetzten Röhre verband. So musste also bei den Versuchen das Licht, das eine lange, mit trockener Luft gefüllte Röhre durchstrahlte, jeweilen zuvor noch eine kurze mit feuchter Luft gefüllte passiren und umgekehrt das die lange, mit feuchter Luft erfüllte Röhre durchsetzende Licht vorher noch durch eine kurze Röhre mit trockener Luft gehen. Auf diese Art wurde erzielt, dass stets sowohl auf der einen wie andern Seite das Licht zwei

innen mit trockener und zwei innen mit feuchter Luft in Berührung stehende Glasplatten zu durchsetzen hatte, also ein allfälliger Beschlag der letztern keinen störenden Einfluss haben konnte. Heissen wir die vorausgesetzten kurzen Röhren resp. I' und II', so wurde nun bei den Versuchen wieder nach dem Evacuiren I und II' mit feuchter, II und I' mit trockener Luft gefüllt, dann behufs gleichzeitiger Ermittlung des Einflusses bewegter Luft zuerst, während die letztere noch schwach einströmte, und sodann, nachdem die Luft in der Röhre ganz zur Ruhe gekommen war. Einstellungen am Photometer gemacht, hernach beide Röhren wieder evacuirt und nun II und I' mit feuchter und I und II' mit trockener Luft gefüllt und die Einstellungen am Photometer wieder in entsprechender Weise ausgeführt; endlich wurde wieder der erste Zustand hergestellt u. s. f.

Zur Berechnung des Verhältnisses des Durchsichtigkeits-Coëfficienten von feuchter und trockener Luft aus diesen Beobachtungen kann offenbar die Gleichung II oben gebraucht werden, wenn man jetzt nur für I darin den Werth $3^m,88$ statt $3^m,98$ setzt.

Beobachtungen.

21. April, Vm. Temperatur der Luft im Zimmer während der Versuche: $12^{\circ},5$ C. Barometerstand: 717^{mm} ,

	Röhre I und II'.	Röhre II und I'.	Photometer.
1)	a. bewegte } b. ruhige }	trock. Luft feuchte Luft	$43^{\circ} 38'$ $43^{\circ} 53'$
2)	a. feuchte Luft b.	bewegte } ruhige }	trock. Luft $44^{\circ} 27'$ $43^{\circ} 28'$
3)	a. bewegte } b. ruhige }	trock. Luft feuchte Luft	$43^{\circ} 59'$ $44^{\circ} 3'$

Durch Combination der Mittel aus 1 und 3 mit 2 Lit. b folgt hieraus zunächst für ruhige Luft:

$$v_1 = 43^{\circ} 58' \quad v_2 = 43^{\circ} 28'$$

und somit, wenn der Durchsichtigkeitscoëfficient von trockener ruhiger Luft wieder $= 0,99718$ gesetzt wird, erhalten wir für den Coëfficienten von feuchter ruhiger Luft:

$$a_1 = 0,99269.$$

Die entsprechende Combination der Beobachtungen Lit. a ergibt für bewegte trockene Luft gegenüber feuchter ruhiger Luft:

$$v_1 = 43^\circ 49' \quad v_2 = 44^\circ 27'.$$

Heißen wir also den Durchsichtigkeitscoëfficienten von trockener bewegter Luft a_2 , so folgt hieraus:

$$\frac{a_2}{a_1} = \left(\frac{\tan 43^\circ 49'}{\tan 44^\circ 27'} \right)^{\frac{1}{3.88}} = 0,99431.$$

Also, wenn wir für a_1 obigen Werth einsetzen:

$$a_2 = 98705.$$

21. April, Nm. Es wurde jeweilen am Photometer erst beobachtet, nachdem die Luft in beiden Röhren ganz zur Ruhe gekommen war.

Barometerstand: 719^{mm}. Temperatur: 15° 5'.

Röhre I und II ¹ .	Röhre II und I ¹ .	Photometer.
1) trockene Luft	feuchte Luft	44° 8'
2) feuchte Luft	trockene Luft	43° 46'
3) trockene Luft	feuchte Luft	44° 7'.

Hieraus folgt:

$$v_1 = 44^\circ 8' \quad v_2 = 43^\circ 46'.$$

Also:

$$a_1 = 0,99388.$$

Aus diesen neuen Messungen ergibt sich also zunächst im Mittel für den *Durchsichtigkeitscoëfficienten von nahezu staubfreier, bei 14° C. mit Wasserdampf gesättigter Luft* der Werth:

$$a_1 = 0,99328$$

bei 14° C. und einem Druck von 718^{mm}.

Ferner folgt daraus für den *Durchsichtigkeitscoëfficienten nahezu staubfreier, aber bewegter trockener Luft* bei 12° 5 und 717^{mm}:

$$a_2 = 98705.$$

Diese sehr verminderte Durchsichtigkeit der trockenen Luft durch Bewegung derselben schreibe ich nicht etwa blofs dadurch bewirkten unregelmäßigen Reflexionen und

Brechungen nach der Theorie von Vaillant zu, sondern ebenso sehr dem hierdurch emporgewirbelten Staube, der sich dann in der ruhig gewordenen Luft wieder größtentheils absetzte.

Den hohen Einfluss des Staubes ergab auch noch eine Beobachtungsreihe vom 1. April, wobei die Röhren abwechselnd mit trockener filtrirter und mit unfiltrirter unmittelbar aus dem Zimmer geschöpfter Luft gefüllt wurden. Es folgte daraus für den *Durchsichtigkeitscoefficienten von staubhaltiger Zimmerluft* der Werth:

$$a_3 = 0,99500$$

bei 13°,5 C. und einem Druck von 720^{mm}.

Was endlich den obigen Durchsichtigkeitscoefficienten für feuchte Luft betrifft, so beweist die Vergleichung desselben mit dem früheren ziemlich kleinern, daß bei jenen Messungen wohl in der That ein Beschlag der die Röhren verschließenden Glasplatten mit condensirtem Wasserdampf mitgewirkt haben mag; immerhin aber erscheint auch nach den neuen, von dieser Fehlerquelle befreiten Versuchen die feuchte Luft viel weniger durchsichtig als die trockene. Ohne damit diese Frage namentlich in Bezug auf die Quantität dieses Unterschiedes als endgültig entschieden betrachten zu wollen, sehen wir doch vor der Hand keinen triftigen Grund mehr, dieses Resultat unserer Beobachtungen in Zweifel zu ziehen.

So scheint sich mir denn aus den neuen Untersuchungen mit Sicherheit Folgendes zu ergeben:

1. Suspensirter Staub vermindert die Durchsichtigkeit der Luft in einem sehr hohen, die übrigen Umstände durchweg überwiegenden Grade.

2. Es erfordert jedenfalls ganz besondere Vorsichtsmaßregeln, um in Röhren eingeschlossene Luft von Staub zu befreien.

3. Bewegung der Luft, insofern dadurch Schichten von verschiedener Dichtigkeit gebildet, oder Staub und dergl. aufgewirbelt werden, verringert sehr beträchtlich ihre Durchsichtigkeit.

4. Möglichst staubfreie Luft übt eine stärkere Absorption auf das Licht aus, wenn sie mit Wasserdampf nahezu gesättigt, als wenn sie trocken ist.

Für die Durchsichtigkeitscoëfficienten aber der Luft er giebt sich aus den in der frühern Abhandlung und in der vorliegenden mitgetheilten Resultaten folgende Zusammenstellung:

Datum	Druck	Temp.	Relat. Feucht.	Qualität der Luft	Coëfficient für 1 ^m
Juli 66	722 ^{mm}	24 ^o	0,55	Luft im Freien	0,9961
Aug. 67	715	20	0,60	staubhaltige Zimmerluft	0,9952
März 68	719	10	0,00	nahezu staubfreie Luft	0,9972
April 68	718	14	0,99	nahezu staubfreie Luft	0,9933
„ „	717	13	0,00	nahezu staubfreie be- wegte Luft	0,9870
„ „	720	14	0,60	staubhaltige Zimmerluft	0,9950

Ich hoffe bald in den Stand gesetzt zu werden, diese Untersuchungen in noch vollkommenerer Weise fortführen, und dann namentlich auch die Abhängigkeit der Durchsichtigkeit der Luft von ihrer Temperatur und von der Farbe des einfallenden Lichts bestimmen zu können.

Inzwischen dürfte das bereits Vorliegende schon im Wesentlichen eine Bestätigung der de la Rive'schen Theorie enthalten, wonach die vermehrte Durchsichtigkeit der Luft bei bevorstehendem Regen oder unmittelbar nach erfolgtem Niederschlag nicht sowohl der Feuchtigkeit der Luft als solcher, sondern der dadurch hervorgebrachten Verminderung des in der Luft suspendirten Staubes und der herumfliegenden Pflanzenkeime zuzuschreiben ist. Unsere Versuche haben nämlich gezeigt, dafs die feuchte Luft als solche nicht nur nicht durchsichtiger, sondern sogar weniger transparent als die trockene ist, dafs aber die Gegenwart von Staub die letztere viel undurchsichtiger als die erstere machen kann. Damit möchte ich aber der Theorie von Vailant durchaus nicht jede Berechtigung absprechen, glaube vielmehr aus meinen Versuchen schliessen zu müssen, dafs auch die darin geltend gemachten Einflüsse häufig neben

dem Staube wesentlich bestimmend auf die Durchsichtigkeit der Luft einwirken.

Auf die Beziehungen zwischen der Absorption der trockenen und der feuchten Luft für die eigentlichen Lichtstrahlen einerseits, und die dunkeln Wärmestrahlen andererseits behalte ich mir vor, bei einer andern Gelegenheit zurückzukommen.

VII. *Beobachtungen über den Einfluss der Temperatur auf die Elektrolyse;* *von Emil Warburg.*¹⁾

Wenn man concentrirte Schwefelsäure zwischen Platinelektroden elektrolysirt, so erhält man bekanntlich an der negativen Elektrode fast nur Schwefel und wenig Wasserstoffgas. Nach Geuther²⁾ soll sich bei der Elektrolyse der Schwefelsäure anfänglich nur Wasserstoff- und Sauerstoffentwicklung zeigen, und erst nach einiger Zeit die Schwefelausscheidung beginnen; und zwar soll jenes erste Stadium, in welchem sich nur Gasentwicklung zeigt, um so länger anhalten, je niedriger die Temperatur ist, bei welcher die Elektrolyse geschieht.

Es sollen im Folgenden einige Beobachtungen beschrieben werden, welche den Einfluss der Temperatur auf die Elektrolyse der Schwefelsäure entschiedener hervortreten lassen. Setzt man nämlich Wasser zu der concentrirten Schwefelsäure, so wird, wie bekannt, mehr Wasserstoff an der negativen Elektrode ausgeschieden, und bald kommt man an einen Grad der Verdünnung, bei welchem an der negativen Elektrode nur Wasserstoff erscheint. Der Verfasser hat nun beim Studium der Gassäule bei höheren Tempera-

1) Die Versuche wurden in dem Laboratorium des Hrn. Prof. Magnus angestellt.

2) Ann. d. Chem. und Pharm. Bd. CIX, S. 129.

turen beobachtet, dafs eine verdünnte Schwefelsäure, welche bei gewöhnlicher Temperatur an der negativen Elektrode nur Wasserstoff liefert, sich bei höheren Temperaturen ebenso verhält, wie die concentrirte Schwefelsäure bei gewöhnlicher Temperatur, d. h. gar kein Wasserstoff und nur Schwefel an der negativen Elektrode abscheidet.

Um diese Erscheinung genauer zu untersuchen, wurden zwei Zersetzungszellen hintereinander in einen Stromkreis eingeführt. Die eine Zelle, das *Voltameter*, war mit angesäuertem Wasser gefüllt, und ward stets auf gewöhnlicher Temperatur erhalten; die andere Zelle, der *Zersetzungsapparat*, enthielt eine Flüssigkeit, die aus 300 Volumina käuflicher chemisch reiner Schwefelsäure und 200 Volumina Wasser bestand. Da die käufliche Schwefelsäure nicht immer von gleicher Concentration war, so variierte der Kochpunkt zwischen 190° und 220°. Um das Gas an den negativen Elektroden beider Apparate aufzufangen, befanden sich jene unter Glasglocken, welche nach oben zu in Röhren ausliefen. Oben an diesen Röhren waren Glashähne angebracht, so dafs vor dem Beginn eines jeden Versuches die Glocken mit ihren Röhren durch Saugen mit Flüssigkeit gefüllt werden konnten. Die positive Elektrode des Zersetzungsapparates von Platin befand sich, um die Stromesintensität nicht zu schwächen, frei in demselben Gefäfs mit der negativen, hatte folglich dieselbe Temperatur wie die letztere. Diefs hat auf die Vorgänge unter der Glocke der negativen Elektrode keinen Einflufs; denn als man die positive Elektrode in ein anderes Gefäfs verlegte, beide Gefäße durch ein heberförmiges Rohr verband, und nur die negative Elektrode erwärmte, erhielt man an der letzteren dieselben Erscheinungen, wie bei der oben beschriebenen einfacheren Anordnung. Den Strom lieferte eine Batterie von 7 Daniell'schen Bechern; die Stromstärke, welche sich natürlich beim Erwärmen des Zersetzungsapparates etwas steigerte, ward nicht regulirt. Es möge gleich bemerkt werden, dafs bei gewöhnlicher Temperatur der Zersetzungsapparat in allen Versuchen dieselbe Gasmengen lieferte,

wie das Voltameter; dafs ferner bei jeder Temperatur des Zersetzungsapparates in diesem dieselbe Sauerstoffmenge ausgeschieden ward, wie in dem Voltameter.

Mit dem beschriebenen Apparat wurden nun folgende Versuche angestellt:

1. Ein frisch platinirtes Platinblech ward als negative Elektrode in den Zersetzungsapparat eingeführt, dann dieser erwärmt und der Strom bei höheren und höheren Temperaturen von Zeit zu Zeit geschlossen, jedesmal so lange, bis die Röhre der Glasglocke des Voltameters mit Gas gefüllt war. Bis zu einer Temperatur von 80° lieferte der Zersetzungsapparat die gleiche Wasserstoffmenge wie das Voltameter; zwischen 80° und 90° nahm die Gasmenge in dem Zersetzungsapparat, verglichen mit der des Voltameters, ab; es schied sich Schwefel aus, und das Gas roch nach Schwefelwasserstoff. Bei 90° erhielt man fast nur Schwefel, welcher sich in flockigen Streifen ausschied, sich in dem Gefäfs verbreitete und der Flüssigkeit ein trübes, milchiges Aussehn verlieh.

2. Eine negative Elektrode von blankem Platinblech von gleicher Gröfse, wie die platinirte, gab noch bei 130° die gleiche Gasmenge aus, wie das Voltameter; zwischen 130° und 140° eine kleinere, nach Schwefelwasserstoff riechende Gasmenge nebst Schwefel und bei 140° nur Schwefel.

3. Eine negative Elektrode von Dukatengold von nahe gleicher Gröfse, wie die Platinelektroden, zeigte dieselben Erscheinungen bei nahe denselben Temperaturen; bei 130° unveränderte Gasmenge, bei 140° Schwefel.

4. In einer andern Versuchsreihe wurden Elektroden von blankem Platin, Gold und Silber von gleicher Gröfse verglichen, und bei 110° sowohl beim Silber als beim Gold dieselben Gasmengen wie im Voltameter erhalten, dagegen bei 115° nur Schwefel. Die Platinelektrode gab dagegen bis zu 120° nur Gas, bei 130° nur Schwefel. Es ist kaum nöthig zu bemerken, dafs die angegebenen Temperaturen ihrem absoluten Werthe nach keine Bedeutung haben, da die Concentration der angewandten Schwefelsäure ziemlichen Schwankungen unterworfen war (s. v. S.).

5. Wenn man die Stromesdichtigkeit an der negativen Elektrode vergrößerte, was durch Verkleinerung der letztern erreicht wurde, so mußte man eine höhere Temperatur hervorbringen, um gar kein Wasserstoff und nur Schwefel an der negativen Elektrode zu erhalten; diese Temperatur betrug bei einem feinen Platindraht 180° . Wenn man die Stromesdichtigkeit an der negativen Elektrode verkleinerte, was durch Schwächung des Stromes (Verkleinerung der Batterie) erreicht wurde, so erhielt man schon bei einer niedrigeren Temperatur gar kein Wasserstoff; diese Temperatur betrug bei einem platinirten Platinblech 75° .

6. Wenn man die Versuche mit einer verdünnteren Säure anstellt, so steigt die Temperatur, bei welcher die Schwefelabscheidung beginnt, bis bei einer Flüssigkeit, die etwa aus gleichen Volumina Wasser und Säure besteht, Schwefelausscheidung bei einer unter gewöhnlichem Drucke erreichbaren Temperatur nicht mehr eintritt.

7. Wird der Zersetzungsapparat über die Temperatur hinaus erhitzt, bei welcher an die Stelle der Wasserstoffentwicklung Schwefelabscheidung tritt, so dauert die letztere fort. Während aber bei niedrigerer Temperatur der Schwefel sich in flockigen Streifen an der Elektrode abscheidet, schmilzt er bei höherer Temperatur an derselben fest; ein platinirtes Blech, an dem bei solcher höheren Temperatur Schwefelausscheidung stattgefunden hatte, fand sich beim Erkalten mit krystallinischen Blättchen bedeckt, die mit blauer Flamme abbrannten.

Indem die Zersetzungsflüssigkeit jenen höheren Temperaturen ausgesetzt ward, zeigte sich, daß Schwefel in kleinen Mengen schon in einer Schwefelsäure vom Kochpunkt 190 bis 220° löslich sey. Ward nämlich die durch ausgeschiedenen Schwefel getrübe Zersetzungsflüssigkeit auf ungefähr 180° erhitzt, so verschwand die Trübung vollständig, und trat beim Erkalten bei etwa 140° wieder auf. Es darf zum Gelingen des Versuches die Menge des suspendirten Schwefels eine gewisse kleine Gröfse nicht überschreiten. Je concentrirter die Säure ist, eine um so größere Menge Schwefel kann sie anscheinend aufnehmen, wenn man sie bis zu der nöthi-

gen Temperatur erhitzt. Die Eigenschaft, in Schwefelsäure löslich zu seyn, kommt nicht allein dem elektrolytischen Schwefel zu, sondern ebenso dem gewöhnlichen, den man aus unterschwefligsaurem Natron bei Zusatz von Säure erhält. Auffallend ist bei der ganzen Erscheinung die *plötzliche* Klärung der Emulsion, wenn der richtige Temperaturgrad von 180° erreicht ist, bei welcher Temperatur der Schwefel bekanntlich in eine andere Modification übergeht. Dafs Schwefel überhaupt in englischer Schwefelsäure löslich ist, dürfte deshalb nicht auffallend seyn, weil das dem Schwefel verwandte Selen dieselbe Eigenschaft hat.

8. Wenn man den Zersetzungsapparat, nachdem die Schwefelabscheidung in demselben stattgefunden hat, erkalten läßt und von Zeit zu Zeit den Strom schließt, so erhält man bei Temperaturen, bei welchen die frischen Elektroden nur Gas lieferten, noch Schwefelausscheidung. Diese Erscheinung zeigt sich besonders, wenn man mit platinirten Platin- oder Goldelektroden elektrolysiert. So lieferte eine Goldelektrode, welche in frischem Zustande erst bei 140° Schwefel entwickelt hatte, als man abkühlen ließ, noch bei 80° nur Schwefel. Der Verf. kann sich von dieser eigenthümlichen Erscheinung noch keine genügende Rechenschaft geben.

9. Nachdem die beschriebenen Versuche beendet, erschien es wahrscheinlich, dafs auch bei anderen Elektrolyten, aus welchen der elektrische Strom Wasserstoff und einen andern Körper an der negativen Elektrode ausscheiden kann, eine Abnahme der Wasserstoffentwicklung eintreten möchte, wenn man die Temperatur erhöhte. Diese Vermuthung bestätigte sich, als angesäuerte Metalllösungen der Wirkung des galvanischen Stromes ausgesetzt wurden, welcher aus den genannten Lösungen bei gewöhnlicher Temperatur an der negativen Elektrode neben dem Metall Wasserstoff abschied.

Die beiden zu den früheren Versuchen benutzten Zersetzungsapparate wurden mit angesäuerter Kupfervitriollösung gefüllt und, nachdem als negative Elektroden zwei gleiche

Kupferdrähte eingeführt waren, hintereinander in einen Stromkreis eingeschaltet.

Wenn der Strom geschlossen ward, erschien alsbald an den negativen Elektroden ein schwammiger Ueberzug von Kupfer und daneben Wasserstoffgas, welches sich in den Röhren ansammelte. Erwärmte man nun den einen oder den andern Zersetzungsapparat bis nahe zur Siedetemperatur, so verschwand die Wasserstoffentwicklung in demselben, während sie in dem andern, kalt erhaltenen, fort dauerte; sie erschien in dem erwärmten Apparat wieder, wenn derselbe abgekühlt wurde. Dieselben Erscheinungen zeigten sich, als angesäuerte Goldchloridlösung zwischen Goldelektroden und angesäuerte Chlorbleilösung zwischen Bleielektroden elektrolysiert wurde. Stellt man den Versuch so an, daß man den Strom erst schließt, wenn der eine Zersetzungsapparat bereits auf die gehörige Temperatur erhitzt ist, so daß die Elektroden im Anfang des Versuchs blank sind, so erhält man zuerst an den negativen Elektroden beider Apparate anscheinend gleich viel Gas. Erst wenn der schwammige metallische Ueberzug sich in hinreichender Stärke gebildet hat, tritt die Differenz merklich auf, bis in kurzem der erwärmte Apparat gar kein Gas mehr liefert. Dieser Unterschied in dem Verhalten blanker und schwammiger Elektroden entspricht vollkommen dem Unterschied in dem Verhalten des platinirten und blanken Platins (s. 1 u. 2).

Als Ergebniss dieser Versuche stellt sich heraus, daß eine verdünnte Schwefelsäure, welche, bei gewöhnlicher Temperatur elektrolysiert, an der negativen Elektrode nur Wasserstoff giebt, bei hinreichend erhöhter Temperatur an derselben nur Schwefel entwickelt; daß bei gleicher Stromesdichte diese mäfsig gut charakterisirte Temperatur für verschiedene reine und blanke Metalle nahe gleich ist; daß dagegen diese Temperatur viel niedriger ist für eine reine Elektrode von fein vertheiltem Platin von gleicher Gröfse, wie die übrigen Elektroden; daß endlich durch Auffindung analoger Phänomene bei der Elektrolyse von Metalllösungen die beobachtete Erscheinung eine gröfsere Allgemeinheit erhalten hat.

Man kann über die beschriebenen Erscheinungen zweierlei Ansicht seyn. Entweder man nimmt an, daß die *galvanische* Zersetzung der verdünnten Schwefelsäure (resp. der Metalllösungen) bei höheren Temperaturen eine andere ist als bei niedrigeren; oder man nimmt an, daß sowohl bei höheren wie bei niedrigeren Temperaturen Wasserstoff das unmittelbare Product der Elektrolyse ist, dieser aber bei höheren Temperaturen die Schwefelsäure zu Schwefel reducirt (resp. die Metalllösung zu Metall). Es ist dieß ganz dieselbe noch unentschiedene Controverse, welche bei der schon bekannt gewesenen Elektrolyse der concentrirten Schwefelsäure und der Metalllösungen bei gewöhnlicher Temperatur auftritt; die beschriebenen Versuche aber dürften sich beiden Ansichten ziemlich gut anschließen.

Berlin im Juli 1868.

VIII. *Ueber die von der Influenzmaschine erzeugte Elektrizitätsmenge nach absolutem Maafse; von F. Kohlrausch.*

Die Ergiebigkeit der Holtz'schen Influenzmaschine ist mittels der Maafsf Flasche mehrfach untersucht, insbesondere mit derjenigen der Reibungsmaschine verglichen worden. Eine absolute Messung würde auf diesem Wege mit den größten Schwierigkeiten verbunden seyn. Will man sich auf den Gränzfall beschränken, in welchem die beiden Conductoren metallisch mit einander verbunden sind — welcher Fall für etwaige Anwendungen anstatt galvanischer Elektrizität in Frage käme, so erhält man die erzeugten Elektrizitätsmengen leicht nach absolutem Maafse, wenn man die *magnetischen Wirkungen* des von ihnen gebildeten Stromes beobachtet. Die von Weber und meinem Vater ausgeführte Reduction der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maaf läßt die Elektrizitätsmenge leicht in elektrostatischen Einheiten ausdrücken.

Die untersuchte Maschine ist vom Mechanicus Schultz in Berlin nach der von H. Holtz im 127. Bande dieser Annalen S. 320 beschriebenen Construction verfertigt. Die feste Scheibe trägt 2 Belegungen, die bewegliche hat einen Durchmesser von 400^{mm}. Von den vier Saugern waren, wo Anderes nicht bemerkt ist, nur die beiden den Belegungen gegenüberstehenden in Thätigkeit.

Unter Drehungsgeschwindigkeit wird immer die Anzahl Curbelumdrehungen in einer Secunde verstanden, auf deren eine (bei langsamer Drehung gezählt) 6 Umdrehungen der Glasscheibe kommen.

Die beiden Conductoren wurden unter Einschaltung einer feuchten Schnur mit den Drahtenden desselben Multiplicators verbunden, welcher zu der erwähnten Arbeit von Weber und meinem Vater hergestellt und im 5. Bande der Abh. der kgl. sächs. Ges. d. Wiss. S. 259 und 289 beschrieben worden ist. Die 563½ Umwindungen seines ungefähr $\frac{2}{3}$ Meilen langen Drahtes sind durch sorgfältige Isolation gegen etwaiges Ueberspringen vollständig gesichert.

Die Intensität des Stromes, welcher durch die Windungen dieses Multiplicators fließt und die Nadel im Mittelpunkt um φ ablenkt, ist nach absolutem magnetischen Maafse

$$i = \frac{T}{262,1} \tan \varphi$$

oder bei dem jetzigen Werthe der horizontalen Intensität des Erdmagnetismus für Göttingen $T = 1,844$

$$i = 0,00704 \tan \varphi$$

Im Folgenden war der Abstand der Scala vom Spiegel des Magnets = 1100 Scalentheilen, es kann also, wenn p der Ausschlag der Nadel in Scalentheilen, für kleine Werthe von p gesetzt werden

$$i = \frac{0,00704}{2800} p = 0,00000251 \cdot p$$

Der sehr starke Dämpfer beruhigte die Nadel nach wenigen Schwingungen vollständig, und es gelang mit einiger Uebung bald, die Elektrisirmaschine nach dem Schlage einer

Secundenuhr mit der Hand in eine so gleichmäßige Drehungsgeschwindigkeit zu versetzen, daß die Schwankungen nur einige Scalentheile betragen.

Auffallend war zunächst die an den verschiedenen Tagen so gut wie *constante* Wirksamkeit der Maschine. Obwohl die absolute Luftfeuchtigkeit in dem Beobachtungsraume zwischen 9^{er} und 14^{er} Wasser auf 1 Cubikmeter, die relative zwischen 0,42 und 0,58 schwankte, und das Maximum der Funkenlänge, wie gewöhnlich bei diesen Maschinen, großen Aenderungen unterworfen war, so blieben die beobachteten Ungleichheiten der Stromstärke innerhalb der Beobachtungsfehler. Wenn zum Beispiel aus je den Beobachtungen am 16. 17. 18. Juli und denen am 25. und 26. Juli die Mittel genommen werden, so ergibt sich der Ausschlag in Scalentheilen

Drehungsgeschwindigkeit =	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{1}$	$\frac{3}{2}$
16. 17. 18. Juli =	30,2	42,6	89,2	137,0
25. 26. Juli =	29,7	43,8	87,2	137,0
Gesamtmittel =	30,0	43,1	88,8	137,0.

Ähnlich gering sind die Unterschiede, wenn die Mittel aus andern Gruppen genommen werden.

Merkwürdig ist zweitens, daß die gelieferten Elektrizitätsmengen innerhalb der durch die Dimensionen der Maschine gesteckten Grenzen so gut wie *unabhängig* sind von dem *Abstande zwischen den Saugern und der rotirenden Platte*, wofür folgende Zahlen den Beweis liefern, welche ebenfalls Mittelwerthe aus mehreren Versuchen darstellen:

Drehungsgeschwindigkeit =		$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	
Abstand der Sauger von der Glasscheibe	{	4 ^{mm}	30,5	45,2	90,7	139,4
		19 ^{mm}	30,0	46,0	89,2	131,7
		27 ^{mm}	30,5	47,0	88,2	130,0
		34 ^{mm}	30,9	46,0	87,1	130,3

Die Wirksamkeit bei langsamer Drehung ist unverändert geblieben, bei der größten Geschwindigkeit beträgt die Abnahme nur etwa 7 Proc. Hiernach würde, für eine Geschwindigkeit der Glasteile bis zu 3 Meter in der Secunde, Entladung und Ladung noch ebenso vollständig seyn bei

einem Abstände der Spitzen gleich 34^{mm} , wie bei 4^{mm} Abstand. Bei 6 und 9 Meter Geschwindigkeit dagegen würde die Entladung nur unvollständig seyn, ein Punkt, welcher wie eine jede Bewegung der Elektricität, zu welcher eine nachweisbare Zeit erfordert wird, nähere Untersuchung verdienen würde. (Die letzten obigen Beobachtungen erleiden freilich eine Einbuse an Zuverlässigkeit durch gröfsere Schwankungen der Stromstärke, welche die weitere Entfernung der Sauger stets begleiteten. Einige Male zeigte sich sogar eine plötzliche, und dann in der Regel bis zum völligen Versagen sich fortsetzende, Abnahme der Wirksamkeit.)

Drittens stellte sich eine fast genaue *Proportionalität der Stromstärke mit der Drehungsgeschwindigkeit* heraus, worüber nur die oben (s. v. S.) angegebenen Zahlen verglichen zu werden brauchen. Nach Anbringung einer kleinen Correction auf Gröfsen, welche der Tangente des Ausschlagswinkels proportional sind, ist nämlich im Mittel:

Drehungsgeschwindigkeit	=	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{1}$	$\frac{3}{2}$
Ausschlag	=	30,0	43,1	88,7	136,6

während unter Voraussetzung der Proportionalität sich berechnet:

Ausschlag	=	29,9	44,8	89,7	134,5.
-----------	---	------	------	------	--------

Die Ergiebigkeit der Holtz'schen Maschine wurde endlich noch mit derjenigen einer sehr wirksamen *Reibungsmaschine* (nach Winter von Mechanicus Apel hierselbst angefertigt) *verglichen*, welche eine Scheibe von 600^{mm} hat und unter günstigen Umständen Funken von 15 Zoll liefert. Auch bei dieser fand nahezu Proportionalität der Elektricitätsmenge mit der Drehungsgeschwindigkeit statt, nämlich:

Drehungsgeschwindigkeit	=	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{1}$	$\frac{3}{2}$
Ausschlag	=	9,7	14,7	26,7	40,5
berechnet		9,2	13,7	27,5	41,2.

Da beide Maschinen etwa gleiche Drehungsgeschwindig-

keit der Curbel gestatten, so würde hiernach die *Holtz'sche Maschine im Verhältniß*

$$10 : 3$$

ergiebigter seyn.

Zur Reduction der Ströme auf *absolutes magnetisches Maafs* ist nach dem oben Gesagten der Ausschlag mit 0,00000251 zu multipliciren. Die größte gebrauchte Geschwindigkeit von drei Drehungen in zwei Secunden dürfte, der Erschütterungen wegen, bei der obigen Maschine nahe das Maximum für einen dauernden Gebrauch darstellen. Nehmen wir indessen, anstatt des Ausschlags 137, als Maximum 150 *Scalentheile*, so ist nach *magnetischem Maafse* die Stromstärke

$$150 \cdot 0,00000251 = 0,000376.$$

In *mechanisches Maafs* umgesetzt erhalten wir

$$0,000376 \cdot 155370 \cdot 10^6 = 58 \text{ Millionen}$$

Einheiten positiver Elektricität in einer Secunde, oder in dieser Zeit etwas mehr als *eine* zu den Messungen von Weber und meinem Vater gebrauchte Ladung der kleinen Leydener Flasche.

Wie gering indessen auch diese Menge im Vergleich mit der bei galvanischen Strömen bewegten ist, sieht man aus der Bemerkung, daß der Strom 0,000376 in einer Secunde nur 3,5 *Milliontel eines Milligramm Wassers* zersetzt, oder daß, um *ein Cubik-Centimeter Knallgas* zu erhalten, man den stärksten Strom unserer Influenzmaschine etwa 40 *Stunden* lang durch Wasser leiten müßte.

Ich habe gelegentlich die *elektromotorische Kraft eines Grove'schen Elements nach absolutem Maafse*, = 17,9 gefunden, als Einheit der Stromstärke die magnetische, als Einheit des Widerstandes die Siemens'sche angenommen. (H. v. Waltenhofen¹⁾ findet in dieselben Einheiten übertragen, Daniell = 11,4, Bosscha desgl. Daniell = 10,8, wonach $\frac{\text{Grove}}{\text{Daniell}} = 1,57$ resp 1,66 wäre, wie es ungefähr auch durch *directe Vergleichung* bestimmt worden ist). Der Strom

1) Diese Annal. Bd. 133, S. 462.

0,000376 unserer Maschine wird demnach von *einem einzelnen Grove'schen Element* in einer Leitung von $\frac{17,9}{0,000376}$ = 48000 *Quecksilbereinheiten* oder in einer *Telegraphenleitung* von etwa 800 Meilen hervorgebracht.

Um einen Ueberschlag auch über etwaige ärztliche oder physiologische Anwendungen zu gewinnen, bestimmte ich den *Leitungswiderstand des menschlichen Körpers*, welcher von Hand zu Hand (indem die Hände in Schalen mit Flüssigkeit getaucht wurden) bei vier Individuen, ungefähr dem Querschnitt entsprechend, zwischen 1600 und 3600 Q. E. lag und im Mittel 2200 Q. E. betrug. Rechnet man, was bei schwachen Strömen viel zu hoch gegriffen ist, die elektromotorische Kraft *eines Grove'schen Bechers* auf die Polarisation ab, so würde eine Kette von 2 *Bechern* den Strom $\frac{17,9}{2200} = 0,0081$ oder das 22fache des von der Maschine gelieferten Stromes im menschlichen Körper erzeugen.

Bei solchen Zahlen läßt sich wohl behaupten, dafs, wenn auch durch gröfsere Dimensionen, durch gesteigerte Drehungsgeschwindigkeit und eine gröfsere Anzahl von Scheidungsstellen und Saugern weit wirksamere Maschinen als die obige herzustellen und ohne Zweifel hergestellt worden sind, dafs an einen Ersatz der galvanischen Ketten zu *constanten Strömen*, oder allgemeiner zu Stromwirkungen, welche der Intensität proportional sind, nicht zu denken ist. Anders dagegen steht es mit den Wirkungen, welche dem Quadrat der Stromstärke proportional sind, wie die von Holtz und Poggendorff beobachteten Wärmewirkungen; oder mit den physiologischen, die von intermittirenden Strömen hervorgebracht werden und mit der Schnelligkeit der Stromänderung im Verhältnifs stehen. (Vergl. Schwanda, Bd. 133, d. Ann. S. 622). Durch die Möglichkeit, den mittleren Strom der Maschine mittelst einer eingeschalteten Luftstrecke in Theile von ungeheuer gesteigerter Intensität zu zerlegen, lassen sich hier Wirkungen erzielen, welche den galvanischen unter Umständen nahe kommen mögen.

Göttingen, im Juli 1868.

IX. *Elektrisches Vibrations-Chronoskop;* von *W. Beetz.*

Die zur Messung kleiner Zeittheile bestimmten Apparate bedienen sich fast alle irgend welcher Hebelvorrichtung, durch welche ein Griffel gegen eine Unterlage gedrückt wird und eine Marke auf derselben zurückläßt. Abweichend von dieser Einrichtung ist die des Chronoskops, welches Hr. Werner Siemens zur Messung von Schußgeschwindigkeiten vorgeschlagen hat.¹⁾ Durch das Metall des Geschosses wird in dem zu notirenden Zeitmomente die von den beiden Belegen einer geladenen Leydener Flasche ausgehende Drahtleitung so weit geschlossen, daß sie nur an einer einzigen Stelle unterbrochen bleibt. An dieser Stelle steht eine Spitze der polirten Mantelfläche eines Stahlcylinders nahe gegenüber. Es springt daher, wenn das Geschoss die sonst noch vorhandene Unterbrechung schließt, ein Funke von der Spitze zur Fläche über, und hinterläßt auf derselben eine Spur. Wird der Cylinder mit großer und bekannter Geschwindigkeit gedreht, und dieselbe Operation durch das Geschoss an einer anderen Stelle seiner Bahn wiederholt, so daß eine zweite Funkenspur entsteht, so kann man aus dem Bogenabstande dieser Spuren die Zeit finden, welche das Geschoss gebraucht hat, um von der einen Station zur anderen zu gelangen. Der Apparat verlangt natürlich ein exact gehendes Chronometerwerk, und wird deshalb sehr kostspielig. Daß aber die Fehlerquellen in demselben sehr gering sind, ist ersichtlich.

Eine sehr hübsche, aber nur für einen bestimmten Zweck anwendbare Abänderung des Apparates hat Hr. Hauptmann (jetzt General) Neumann vorgeschlagen, und Versuche mit demselben auf dem Artillerieschießplatze bei Berlin ausgeführt. Ein Geschützrohr war nahe an seinem Boden senk-

1) Die Fortschritte der Physik im Jahre 1845 dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin, S. 65.

recht zur Seelenaxe seitlich angebohrt; ein Stahlcylinder wurde so in die Bohrung geschoben, daß diese durch ihn wieder geschlossen war. Wurde nun das Geschütz geladen und abgefeuert, so verließ gleichzeitig der Stahlbolzen seinen Platz, und wurde in ein ballistisches Pendel geschossen, durch dessen Abweichung seine Anfangsgeschwindigkeit mit großer Genauigkeit bestimmt wurde. Dieser Stahlbolzen vertrat nun die Stelle des rotirenden Cylinders im Siemens'schen Chronoskop, nur wurde es zweckmäßig gefunden, den Bolzen mit einer Papierhülle zu versehen, und die Funken der Leydener Flasche durch diese Hülse schlagen zu lassen, wodurch leicht erkennbare Löcher entstanden. Wurde jetzt z. B. eine Leydener Flasche unmittelbar durch den Körper des Geschützrohres und durch eine der Papierhülle dicht genäherte feststehende Spitze entladen, wurde dann dieselbe Leydener Flasche noch einmal geladen, und die Entladung der Flasche dadurch bewirkt, daß die Kugel, wenn sie das Rohr verläßt, eine in der Leitung der Flasche gelassene Unterbrechung schließt, so entstand das eine Loch in der Papierhülle in solcher Entfernung vom anderen, daß der Abstand beider der Weg des Bolzens in derselben Zeit ist, welche die Kugel gebraucht hat, um von der Ruhelage bis an die Mündung zu gelangen. Vier solcher Hülsen, deren Besitz ich der Gefälligkeit des Hrn. General Neumann verdanke, zeigen von vier verschiedenen Versuchen derart Lochabstände von 57, 58, 59 und 59 Millimetern.

In neuerer Zeit hat man die schreibende Stimmgabel für manche Zwecke den Dienst des Chronometers mit Glück übernehmen lassen. Die Vibrographen von Weber, Savart, Duhamel, König, Weber ¹⁾ haben zwar zunächst nur die Bestimmung, die Schwingungszahlen irgend welcher schwingender Körper direct zu messen; aber selbstverständlich kann eine jede in kurzer Zeit ausgeführte Bewegung dazu benutzt werden, um durch irgend eine Uebertragungsvorrichtung den Moment ihres Anfangs und ihres Endes

1) Pisco, die neueren Apparate der Akustik, Wien 1865, S. 56 ff.

auf demselben beruften Cylinder zu notiren, auf welchem die Stimmgabel ihre Schwingungen einzeichnet. So hat Laborde mit seinem Vibrographen die Gesetze des freien Falles experimentirt¹⁾, indem er die Schreibplatte vom fallenden Gewicht selbst mitnehmen liefs, und Valerius²⁾ hat Pointirungen auf dem Cylinder eines Vibrographen ausgeführt, indem er einen Schraubstift durch eine Galvanometernadel dadurch gegen den Cylinder schlagen liefs, dafs ein das Galvanometergewinde durchlaufender Strom unterbrochen wurde. Der grofse Vortheil aller Stimmgabelchronoskope besteht darin, dafs man nicht mehr ein kostbares Chronometerwerk braucht, welches den Cylinder dreht, sondern dafs jede, selbst ganz unregelmäfsige Drehung genügt, da die Zahl der Wellen, welche die Gabel in der Zeiteinheit zeichnet, immer dieselbe bleibt, die Länge der gezeichneten Wellen aber ganz gleichgültig ist.

Ich habe nun die schreibende Stimmgabel mit dem elektrischen Markengeber in folgender einfachen Weise verbunden. Wie in dem von Hrn. Rudolph König construirten Apparate³⁾ zur Combination zweier Schwingungsbewegungen nach der graphischen Methode läuft ein Schlitten (Fig. 11 Taf. I) *a* auf seiner Bahn. In diesen Schlitten ist ein vierseitiges Holzprisma eingeklemmt, in welches eine Stimmgabel eingeschraubt ist. Diese Gabel ist bei *b* mit einem leichten Griffel versehen, um in Rufs schreiben zu können. Die Länge meiner Schlittenbahn beträgt 60 Centimeter. Sie ist fest verbunden mit einem, oben mit Tuch bekleideten Tischchen, auf welches bei *cd* eine niedrige Leiste aufgesetzt ist. Auf das Tischchen wird eine Glasplatte gelegt, welche durch eine, den Rändern parallele Längslinie in zwei Hälften getheilt ist. Die eine Hälfte ist erst mit Stanniol beklebt, welches um den Rand bei *fg* umgeschlagen ist, dann noch mit einem recht glatten Schreibpapier. Die an-

1) Moigno, Cosmos Bd. XVII, S. 156. Die Fortschritte der Physik im Jahre 1860, S. 161.

2) *Les Mondes* T. VIII, p. 115.

3) *Pisco* S. 64; König's Catalog No. 208.

dere Hälfte ist beruht. Eine am Tischchen befestigte Messingfeder g drückt die Platte fest gegen cd . Die Tischfläche, so wie die Glasplatte, sind an meinem Apparate 40 Centimeter lang und 15 breit. Das in den Schlitten geklemmte Holzprisma trägt außerdem eine Holzleiste ni , welche bei n mit Schrauben festgestellt werden kann, und sich in die Leiste iw , aus Hartgummi verfertigt, fortsetzt. Bei w ist in diese ein Messingstück eingesetzt, das in Fig. 12 Taf. I besonders abgebildet ist. Es besteht aus einer Klemmschraube, welche sich nach unten in ein Messingrohr fortsetzt. In diesem gleitet ein dicker, unten in einer nicht zu scharfen Spitze endender Draht auf und ab, der durch den Knopf, den er oben trägt, am Herausfallen aus dem Rohre gehindert ist. Das Holzprisma trägt an seinem hinteren Ende z (Fig. 11 Taf. I) ein Gewicht, um das Ueberfallen der schweren Stimmgabel zu verhüten.

Um den Gebrauch des Apparates zu versinnlichen, beschreibe ich eine Versuchsreihe, die ich mit ihm angestellt habe. An dem Gestelle einer Fallmaschine werden zwei hölzerne Schlitten m (Fig. 13 Taf. I) festgeschraubt, deren jede zwei Stäbe von Hartgummi tt' trägt. Auf jedem dieser Stäbe ist eine Klemmschraube pp' befestigt, an welche ein sehr dünner elastischer Messingbügel qq' angelöthet ist. Die beiden Bügel stehen einander gerade gegenüber und liegen in der gleichen Horizontalebene mit dem oberen Rand des Schlittens, so daß man sie leicht auf irgend einen Theilstrich der Fallmaschine einstellen kann. Ein dritter Schlitten wird am oberen Theil der Fallmaschine befestigt. Er trägt eine Falle y (Fig. 14 Taf. I) bestehend in einem Blech, das sich um eine seinem einen Ende nahe liegende Axe drehen kann. Es ist in seiner horizontalen Lage durch den Sperrhaken h festgehalten. Bei o ist ein Loch in die Platte gebohrt, und auf dessen Rand die Messingkugel k gelegt. Sobald der Faden l , der h in seiner Lage hält, losgelassen wird, fällt h herab, die Falle ist ausgelöst, und wird durch eine starke Feder v schnell aus dem Wege geschlagen. Die Kugel k fällt frei, und geht zwischen den beiden Bügelpaaren

hindurch, so daß ein jedes von ihnen durch die Masse der Kugel metallisch geschlossen wird. Um die Entfernung der Bügel vom Anfangspunkte des Falles ganz richtig zu beurtheilen, muß man die Falle nicht genau auf den Nullpunkt der Theilung stellen, sondern um so viel tiefer, daß derjenige Parallelkreis der Kugel in den Nullpunkt fällt, in dessen Peripherie dieselbe die beiden Bügelpaare zuerst berührt. Meine Kugel hat einen Durchmesser von 22 Millim., der Abstand der Bügel von einander ist 18 Millim. Demnach liegt jener Parallelkreis 4,7 Millim. über dem unteren Scheitel der Kugel, und um diese GröÙe ist also der Schlitten zu verstellen. Die Drähte halten die Kugel, wie aus den Versuchen hervorgeht, um keine wahrnehmbare GröÙe in ihrer Bewegung auf.

Die Apparate werden nun in folgender Weise zusammengestellt. Der Schreibstift der Stimmgabel ruht auf der beruften Hälfte der Platte, der Stift w auf dem Papier. Auf einem gemeinsamen Stanniolblatt stehen die beiden Leydener Flaschen (Fig. 11 Taf. I). Das Stanniolblatt wird leitend mit der Messingfeder g und dadurch mit der Stanniolbekleidung der Glasplatte verbunden. Die Knöpfe der Flaschen werden mit je einer Klemmschraube der Fallmaschine verbunden, der von F mit p ; der von F_1 mit p_1 ; die anderen Klemmschrauben p' und p'_1 sind untereinander in Verbindung und außerdem durch eine leichte Messingsprungfeder mit der Klemmschraube w . Der Faden l endigt in einem kleinen Ringe, welcher auf einen bei c am Tischchen angebrachten Stift gehängt wird. Nachdem den beiden Schichten an der Fallmaschine ihre jedesmalige Stellung angewiesen worden ist, werden beide Flaschen geladen, die Stimmgabel wird durch Aneinanderdrücken ihrer Zinken zum Tönen gebracht, und nun wird der Schlitten a auf seiner Bahn fortgezogen. Ein an ihm befestigter Haken schlägt den kleinen Ring vom Stift c ab, die Falle ist also ausgelöst, die Kugel fällt und entladet bei ihrem Durchgange zwischen dem einen Bügelpaare die eine, bei dem zwischen dem zweiten die andere Flasche. Die von der Spitze w

zum Stanniol überspringenden Funken hinterlassen dann zwei leicht aufzufindende Löcher im Papier. Unterdeß hat die Stimmgabel ihre Schwingungen in den Rufs eingezeichnet. Wenn man bestimmt wüßte, daß der Schreibstift und die Spitze *w* in derselben auf der Fortbewegungsrichtung des Schlittens senkrechten Geraden lägen, so hätte man nur von den beiden Funkenspuren aus Senkrechte auf diese Richtung zu fallen, und die zwischen diesem liegende Wellenzahl zu zählen. In der Regel wird das aber nicht der Fall seyn, und da die Bewegung gar keine gleichförmige zu seyn braucht, so könnte man durch obiges Verfahren eine falsche Wellenzahl bekommen. Man muß deshalb ehe der Schlitten in Bewegung gesetzt wird, folgende Correction machen. Man ladet eine der Flaschen, entladet sie durch eins der Bügelpaare, welches man durch einen Leiter schließt, und läßt die Gabel tönen. Man braucht nun nur den in der Richtung der nachherigen Schließungsbewegung gemessenen Abstand der Funkenspur von dem Striche, den der Schreibstift gemacht hat, in den Zirkel zu nehmen, und von den beiden, die Zeit messenden Funkenspuren aus auf die, beide verbindende Gerade nach der einen oder anderen Seite hin aufzutragen, je nachdem die Spitze dem Schreibstift voraus war, oder umgekehrt. In den so erhaltenen Punkten werden dann Senkrechte auf jener Verbindungslinie errichtet, und das zwischen ihnen liegende Stück der Wellenlinie mißt die Zeit, welche die Kugel zu ihrem Fall zwischen den beiden Stationen erreicht hat. Am sichersten errichtet man die Senkrechten, indem man die Platte unter eine Theilmaschine legt, den Griffel derselben auf jeden der Punkte einstellt, und dann Striche durch die Wellenlinie zieht. Es genügt aber auch ein Anschlaglineal an die glatte Seitenkante der Glasplatte zu legen, und die Linien mit einem spitzen Stahlstifte zu ziehen. Da man die Schwingungen ziemlich gestreckt zeichnen kann (8 bis 10 auf ein Decimeter), so ist es sehr leicht, sich die halbe Schwingung in fünf Theile getheilt zu denken, und also Zehntelschwingungen mit Sicherheit abzulesen.

Ich habe dem Apparate eine noch einfachere und elegantere Einrichtung gegeben, der ich aber nicht unbedingt den Vorzug einräume. Die Gabel wurde nämlich in einen Cylinder von Hartgummi geschraubt, und diese in eine axiale Bohrung des Holzprismas im Schlitten *a* eingeleimt. Der Gabelstiel trug dann die Klemme, in welche die von den Klemmen p' und p'_1 herkommende Sprungfeder befestigt war, die Leiste *iw* fiel ganz fort, und der Schreibstift war zugleich der Stift, welcher die Funkenspuren macht. Diese liegen also in der Wellenlinie, man bedarf keiner Correction und keiner Construction, so daß also die Fehlerquellen auf ein Minimum reducirt sind. Die Glasplatte wird dann auf ihrer ganzen Fläche mit Stanniol und Papier überzogen, und das Papier beruht, so daß man auf der Platte jetzt noch einmal so viel Versuche nebeneinander ausführen kann, wie zuvor. Aber der Entladungsschlag zerstäubt den Ruß, so daß an der betreffenden Stelle die Wellenzeichnung etwas leidet und dadurch das Ablesen erschwert wird. Freilich kann man diesen Uebelstand sehr mindern, wenn man mit recht schwachen Ladungen experimentirt. Diefes ist auch noch aus dem Grunde nöthig, weil man sonst an den Stellen, wo sich die Kugel den Bügeln nähert, zu große Schlagweiten bekommt. Wenn sich die Kugel gleichförmig bewegt und beide Flaschen gleich stark geladen sind, so wird dadurch kein Fehler hervorgebracht, wohl aber wenn die Kugel, wie beim Fall, sich ungleichmäfsig bewegt. Wenn die Schlagweiten klein sind, so wird dieser Fehler unmerklich.

Ich habe immer mit einer König'schen ut_1 Gabel (gestimmt auf $ut_3 = 512$ einfache Schwingungen) gearbeitet. Bei den drei ersten Versuchen waren die Läufer, mit denen sie beschwert ist, etwas verschoben; durch Interpolation wurde gefunden, daß die Gabel dadurch im Verhältniß 1:1,03 zu hoch stand. Während sie also, wie es auch in allen folgenden Versuchen der Fall war, 64 ganze Schwingungen machen sollte, machte sie deren 66 in der Secunde. Die Versuche 1 bis 7 sind mit Benutzung eines besonderen

Stiftes *w* ausgeführt, bei den Versuchen 8 bis 12 sind die Funkspuren durch den Schreibstift selbst gemacht.

Ver- such	Gabel	Schwin- gungen	Fallraum	Fallzeit		Differenz
				gefunden	berechnet	
1	66	9,4	0 ^m ,4 — 0 ^m ,9	0 ^{''} ,143	0 ^{''} ,1428	+ 0 ^{''} ,0002
2		5,1	0,6 — 0,9	0,078	0,0787	— 0,0007
3		5,5	0,5 — 0,8	0,083	0,0846	— 0,0016
4	64	9,8	0,5 — 0,1	0,155	0,1543	+ 0,0007
5		8,5	0,5 — 1,0	0,131	0,1322	— 0,0012
6		7,6	0,4 — 0,8	0,119	0,1183	+ 0,0007
7		9,1	0,4 — 0,9	0,142	0,1428	— 0,0008
8		5,9	0,4 — 0,7	0,092	0,0922	— 0,0002
9		10,0	0,3 — 0,8	0,156	0,1566	— 0,0006
10		9,5	0,2 — 0,6	0,148	0,1478	+ 0,0002
11		7,4	0,2 — 0,5	0,116	0,1174	— 0,0014
12		13,0	0,2 — 0,8	0,203	0,2020	— 0,0010

Da die Messungen nur auf zehntel Wellen gemacht waren, so würde eine Berechnung der vierten Decimale in den gefundenen Werthen werthlos seyn. Man sieht aber aus dem wechselnden Vorzeichen der Differenzen, deren größte = 0^{''},0016 ist, daß die Gesetze des freien Falles noch merklich befolgt sind. Eine Abweichung von 0,1 ganzen Schwingungen würde einem Zeitunterschiede von 0^{''},0015 entsprechen. Diefs ist auch ungefähr die größte Abweichung zwischen Beobachtung und Rechnung, welche vorgekommen ist. Es ist leicht, so große Abweichungen unmöglich zu machen. Zunächst dadurch, daß man sich eine feinere Theilung verschafft, d. h. eine höher gestimmte Gabel verwendet. Dann indem man die Gabel schneller führt, um längere Wellen zu bekommen. Dadurch wird man nun freilich bald an das Ende der Platte gerathen, und deshalb nur sehr kurze Zeiten messen können. Um auch für längere Zeiten die Messung möglich zu machen, muß man dem Apparate eine andere Form geben, in der ich ihn soeben ausführen lasse, und die ich hier nur oberflächlich andeuten will:

Die Stimmgabel wird durch einen galvanischen Strom, wie zum Zweck der Helmholtz'schen Vocalsynthese, in

stetem Gange gehalten. Neben ihr steht ein mit Papier beklebter und berufster Metallcylinder, auf dessen Mantelfläche die Gabel mittelst eines Griffels schreiben kann. Durch die Cylinderaxe geht eine Schraubenmutter, welche auf eine feststehende männliche Schraube aufgedreht werden kann. Neben dem Schreibstift steht wieder, von einem isolirenden Arme getragen, die Klemmschraube, deren Spitze auf der Mantelfläche ruht. Statt nun den Schlitten zu bewegen, dreht man den Cylinder mittelst einer Kurbel um seine Axe, die Gabel zeichnet dann ihre Wellenlinien in Spiralen auf die Mantelfläche, die Funken markiren ihre Spuren wie früher, und man zählt die ihrem Abstände entsprechenden Schwingungen, welche auf mehrere Umgänge erstreckt seyn können. Durch Beschleunigung der Drehung kann man die Empfindlichkeit des Apparates nach Belieben steigern.

Wollte man diesem Apparate die Einrichtung geben, daß die Funken durch den Schreibstift selbst in das Papier schlagen sollen, so müßte man sich zweier Stimmgabeln bedienen, deren eine den Gang der zweiten (isolirten) auf elektromagnetischem Wege regelt.

Ich glaube, daß das elektrische Vibrationschronoskop, auch in der zuerst beschriebenen einfachsten Gestalt, gerade seiner Einfachheit und Sicherheit wegen, sich zur Lösung mancher physiologischen Frage eignen wird. Es ist z. B. sehr leicht einen Apparat herzustellen, an welchem die eine der Unterbrechungen durch denselben Vorgang geschlossen wird, durch welchen ein Reiz auf einen Nerven ausgeübt wird, während die darauf folgende Reaction des Muskels die andere Unterbrechung schließt.

Erlangen, im Juli 1868.

**X. Ueber den Einfluss der Dalton'schen Theorie
auf die barometrische Höhenmessung und
die Eudiometrie;
von Dr. K. L. Bauer zu Ettenheim in Baden.**

Bei der Abfassung dieses Aufsatzes habe ich vorzugsweise zwei in Gilbert's Annalen erschienene Abhandlungen berücksichtigt; die erste derselben rührt von Tralles her, (Bd. 27, S. 438 etc. 1805), die zweite von Benzenberg (Bd. 42, S. 162 etc. 1812). Die Resultate beider Arbeiten stimmen keineswegs mit einander überein, obschon man dieß, ohne Zweifel wegen bloß oberflächlicher Ansicht derselben, an verschiedenen Orten behauptet findet. Es wird im Nachfolgenden gezeigt werden, daß der Grund der Nichtübereinstimmung in mehreren fehlerhaften Rechnungen Benzenberg's liegt, die dessen Tabellen und Schlüsse völlig illusorisch machen. Ich habe es daher nicht für überflüssig gehalten, jene Tabelle, unter Zugrundelegung der Regnault'schen Constanten, neu zu berechnen; der Einfachheit halber wurden jedoch nur die Stickstoff- und die Sauerstoffatmosphäre berücksichtigt.

I.

Als Ausgangspunkt für den zu behandelnden Gegenstand dient uns die hypsometrische Fundamentalformel, wie sie meines Wissens zuerst von Kästner entwickelt wurde; sie setzt die Atmosphäre als ruhend, trocken, von gleichförmiger Temperatur und, im Gegensatze zu Dalton, als einheitlich voraus und abstrahirt von der Verschiedenheit der Schwere in verschiedenen Höhen. (Ueber die sehr einfache Entwicklung der Formel vgl. u. a. Gehler's physik. Wörterbuch, Artikel Höhenmessung.) Bedeutet b_0 den Barometerstand an der Meeresfläche, s_0 das auf Quecksilber bezogene spec. Gewicht der Luft vom Drucke b_0 , und sind

in der Höhe h über dem Meer die entsprechenden Größen b , s , so ist bekanntlich

$$b = b_0 e^{-\frac{s_0}{b_0} h}.$$

Dem unter den gemachten Voraussetzungen constanten Verhältnisse $b : s = b_0 : s_0$ hat man den Namen *barometrischer Coefficient*, oder *beständige Zahl* beigelegt; es giebt die Höhe einer verticalen Luftsäule, durchweg von dem auf Quecksilber bezogenen spec. Gewicht s an, welche einer Quecksilbersäule von gleicher Grundfläche und der Höhe b , oder dem Druck der entsprechenden Atmosphäre, das Gleichgewicht hält. Statt b schreiben wir jetzt genauer b_h und führen außerdem den Index L (Luft) ein, so dafs wir haben:

$$1) \quad b_h^L = b_0^L e^{-\frac{s_0^L}{b_0^L} h}$$

Nach Dalton ist der Barometerstand als Folge des Druckes mehrerer von einander unabhängiger Atmosphären zu betrachten, von denen hier, wie gesagt, blofs die Stickstoff- und Sauerstoffatmosphäre, als die bei weitem wichtigsten, Aufnahme finden sollen. In der Höhe h über dem Meer ist dann der Barometerstand nicht $= b_h^L$, sondern $=$

$$2) \quad b_h^{N,O} = b_h^N + b_h^O = b_0^N e^{-\frac{s_0^N}{b_0^N} h} + b_0^O e^{-\frac{s_0^O}{b_0^O} h}$$

Obwohl nun die Gleichungen 1) und 2) nur unter Annahme mehrerer, der Wirklichkeit nicht entsprechenden, Bedingungen bestehen, so können sie doch recht wohl dazu dienen den Einfluß der Dalton'schen Theorie auf Höhenmessung und Endiometrie, wenigstens der Art nach, zu untersuchen, weil die gemachten Voraussetzungen sich in gleicher Weise auf 1) und 2) beziehen.

II.

Um nach obigen Formeln die Barometerstände b_h^L , b_h^N , b_h^O für verschiedene h zu berechnen, bedürfen wir vor allen

Dingen verschiedener numerischer Constanten, die ich dem *Annuaire du bureau des longitudes pour 1867* entlehne, nach S. 359 sind die spec. Gewichte der in Frage kommenden Gase, bei 760^{mm} Druck und 0° Temperatur =

	<i>L</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
Spec. Gew.	1,00000	0,97137	1,10563.

Fügt man noch hinzu, daß unter denselben Bedingungen das Gewicht der Luft zu dem des Quecksilbers sich wie 1 : 10517,3 verhält, so folgt weiter:

Gew. gegen Quecks.	<i>L</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
bei 760 ^{mm} Druck	1 : 10517,3	1 : 10827,3	1 : 9512,5.

An der Meeresfläche mögen 100 Volumina Luft x Vol. *N* und $100 - x$ Vol. *O* enthalten; die Zahl x berechnet sich dann aus der Gleichung $0,97137x + 1,10563(100 - x) = 100$, welche ausdrückt, daß das Gewicht des *N* + dem Gewicht des *O* = dem Gewicht der *L* ist.

<i>N</i> und <i>O</i> am Meer	<i>N</i>	<i>O</i>
in Volumproc.	78,6757	21,3243.

Durch Multiplication jeder dieser Zahlen mit dem bezüglichen spec. Gew. erhält man die Gewichtsprocente; natürlich braucht nur Eine der Multiplicationen wirklich ausgeführt zu werden.

<i>N</i> und <i>O</i> am Meer	<i>N</i>	<i>O</i>
in Gewichtsproc.	76,4232	23,5768.

Um die Größen b_0^N und b_0^O zu bestimmen, denken wir uns in einem kleinen verticalen Luftcylinder an der Meeresfläche für einen Augenblick den Stickstoff gänzlich vom Sauerstoff getrennt, z. B. über diesem gelagert, so daß der Sauerstoff 21,3243 Vol., der Stickstoff 78,6757 Vol. einnimmt, und jedes der beiden Gase die Spannkraft 760^{mm} besitzt. Nach der Dalton'schen Theorie verbreitet sich nun jedes der Gase gleichmäÙig in dem ganzen cylindrischen Raum, wie wenn das andere gar nicht vorhanden wäre. Die von *N* und *O* anfänglich occupirten Räume vergrößern sich in Folge dessen in dem Verhältnisse von 78,6757 : 100, resp. 21,3243 : 100, die Spannkraften ändern

sich also nach Mariotte im reciproken Verhältnisse. So findet man die an der Meeresfläche stattfindenden Partialdrucke des Stickstoffs und Sauerstoffs:

$$\begin{array}{ccc} b_0^L & b_0^N & b_0^O \\ 760^{\text{mm}} & 597^{\text{mm}},935 & 162^{\text{mm}},065. \end{array}$$

Benzenberg's Berechnung dieser Größen ist irrthümlich; er setzt den Druck der wasserfreien Atmosphäre an der Meeresfläche = 27,76 P. Zoll, und erhält nun beispielsweise aus dem Umstande, dafs in 100 Theilen trockener Luft 76,49 *Gewichtstheile* N sind, den Partialdruck des N = 27,76 . 0,7649 = 21,2336 P. Zoll. Statt dessen hätte er aus der Annahme, dafs in 100 Theilen Luft 78,93 *Volumtheile* N enthalten sind, den Partialdruck des N berechnen sollen zu 27,76 . 0,7893 = 21,911 P. Zoll. Schon wegen dieses gleich zu Anfang vorgefallenen Versehens sind sämtliche von Benzenberg am angeführten Orte publicirte Tabellen unrichtig.

Die beständige Zahl $\frac{b_0^L}{s_0^L}$ ist, in *Metern* ausgedrückt, $= \frac{0^{\text{m}},760}{1:10517,3} = 0^{\text{m}},76 \cdot 10517,3$; bringt man hieran successive den Factor 1 : 0,97137 und 1 : 1,10563 an, so resultiren die Werthe für $b_0^N : s_0^N$ und $b_0^O : s_0^O$. Bei vollständiger Angabe des Zählers und Nenners würde

$$\begin{aligned} \frac{b_0^N}{s_0^N} &= \frac{0^{\text{m}},597935}{1:10827,3 \cdot \frac{760}{597,935}} = 0^{\text{m}},760 \cdot 10827,3 \\ \frac{b_0^O}{s_0^O} &= \frac{0^{\text{m}},162065}{1:9512,5 \cdot \frac{760}{162,065}} = 0^{\text{m}},760 \cdot 9512,5, \end{aligned}$$

was mit der vorher angedeuteten Berechnungsweise identisch ist.

Beständige Zahl	L	N	O
$b_0 : s_0$	7993 ^m ,15	8228 ^m ,74	7229 ^m ,5.

Die Formeln zur Berechnung der Barometerstände bei einer beliebigen Höhe h über dem Meer gestalten sich jetzt für die drei Atmosphären, wie folgt:

$$b_A^L = 760^{\text{mm}} e^{-\frac{h^{\text{met.}}}{7993,15}}$$

$$b_A^N = 597^{\text{mm}},935 e^{-\frac{h^{\text{met.}}}{8228,74}}$$

$$b_A^O = 162^{\text{mm}},065 e^{-\frac{h^{\text{met.}}}{7229,5}}$$

III.

Unter Zugrundelegung dieser Gleichungen läßt sich folgende Tabelle berechnen:

h m	b_A^N mm	b_A^O mm	$b_A^N + b_A^O$ mm	b_A^L mm	$b_A^{N, O} - b_A^L$ mm
0	597,935	162,065	760,000	760,000	0,000
100	590,713	159,839	750,552	750,551	0,001
1000	529,513	141,129	670,642	670,626	0,016
10000	177,369	40,641	218,010	217,510	0,500
20000	52,614	10,191	62,805	62,251	0,554
21000	46,593	8,87493	55,46793	54,9305	0,53743
66000	0,196481			0,197157	
67000	0,173998			0,173972	

Aus dieser Zusammenstellung sieht man zunächst, daß in irgend einer Höhe über dem Meer der Stand des Barometers nach Dalton *höher* ausfällt, als nach der ältern Ansicht, oder daß irgend einem Barometerstand nach Dalton eine *größere* Höhe über dem Meer entspricht, als nach der frühern Theorie. Der Mehrbetrag des Barometerstandes bleibt jedoch sehr unbedeutend, erreicht in einer Höhe von beiläufig 20000 Metern den Maximalwerth von wenig mehr als einen halben Millimeter, und nimmt dann wieder beständig ab. In der Höhe von 67000 Metern ist der Druck der Stickstoffatmosphäre allein schon bedeutender als der der ältern Ansicht entsprechende Atmosphärendruck.

Dafs der Barometerstand nach Dalton stets beträchtlicher ausfällt, als ohne Rücksicht auf dessen Theorie, hätten wir auch vor Aufstellung der Tabelle ganz allgemein nachweisen können, wie folgt. Die Differenz $(b_h^N + b_h^O) - b_h^L$ läfst sich nach dem Früheren unter der Form darstellen:

$$\begin{aligned} b e^{-\beta h} + (a - b) e^{-\gamma h} - a e^{-\alpha h} \\ = b(e^{-\beta h} - e^{-\gamma h}) - a(e^{-\alpha h} - e^{-\gamma h}) \\ \gamma > \alpha > \beta; \quad a > b. \end{aligned}$$

Diese Gröfse wird stets positiv seyn, wenn das Verhältnifs

$$\begin{aligned} \frac{b(e^{-\beta h} - e^{-\gamma h})}{a(e^{-\alpha h} - e^{-\gamma h})} &= \frac{b}{a} \cdot \frac{e^{(\gamma-\beta)h} - 1}{e^{(\gamma-\alpha)h} - 1} \\ &= \frac{b}{a} \cdot \frac{(\gamma - \beta)h + \frac{(\gamma-\beta)^2}{1 \cdot 2} h^2 + \dots}{(\gamma - \alpha)h + \frac{(\gamma-\alpha)^2}{1 \cdot 2} h^2 + \dots} > 1 \text{ ist.} \end{aligned}$$

Nun besteht aber, wie aus der Bedeutung der Buchstaben leicht abzuleiten, die Beziehung $\frac{b}{a} = \frac{\gamma - \alpha}{\gamma - \beta}$; der fragliche Ausdruck nimmt daher die einfache Gestalt an:

$$\frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\gamma - \beta}{1} h + \frac{1}{3} \frac{(\gamma - \beta)^2}{1 \cdot 2} h^2 + \dots}{1 + \frac{1}{2} \frac{\gamma - \alpha}{1} h + \frac{1}{3} \frac{(\gamma - \alpha)^2}{1 \cdot 2} h^2 + \dots} > 1$$

für jedes h , weil $\gamma > \alpha > \beta$.

Dasselbe Resultat wurde in anderer Weise schon 1805 von Tralles abgeleitet; er entwickelte den Quotienten $(b_h^N + b_h^O) : b_h^L$ in eine nach Potenzen von $x = \alpha h$ fortschreitende Reihe und bewies, dafs hierin der Coëfficient von x identisch Null ist, unter Benutzung einer Relation, die mit der von uns gebrauchten $b : a = (\gamma - \alpha) : \gamma - \beta$ auf Eins hinausläuft ($\sigma = c : (c - \gamma)$ in der Bezeichnung von Tralles; $1 - \sigma = -\gamma : (c - \gamma)$ ist mit unserer Bezeichnung identisch). Hieraus schlofs er, dafs der Barometerstand nach Dalton für jede beliebige Höhe sich um sehr wenig höher finde, als ohne dessen Theorie; er berechnet ein einziges Beispiel unter der Annahme $h = 6600$ Meter (die grösste Höhe, welche Gay-Lussac im Luftballon er-

reichte) und findet bei Benutzung Biot'scher Constanten, $b_a^N + b_a^O - b_a^C = 0,013$ P. Zoll.

Zu einem ganz andern Ergebnisse kam sieben Jahre später Benzenberg, weil er, wie schon erwähnt, die Partialdrucke b_a^N und b_a^O fehlerhaft bestimmt. Benzenberg findet, daß bis zu 12000 P. Fufs Höhe über dem Meer der Unterschied zwischen den Barometerständen $b_a^N + b_a^O$ und b_a^C wächst und zwar, daß der erstere Stand *niedriger* als der letztere ist, während es in Wahrheit sich umgekehrt verhält; von 12000 bis 34000 Fufs (bei trockener Luft bis 48000 F.) nehme die Differenz von ihrem Maximum 0,0202 Zoll bis 0 ab, und in noch bedeutenderen Höhen sey der Barometerstand nach Dalton der gröfsere. Wir sind übrigens nicht der von Benzenberg ausgesprochenen Ansicht, daß dieses Resultat »eine nicht sogleich zu erklärende Merkwürdigkeit« sey. Ebenso unbegründet, wie das Resultat selbst, sind die Anwendungen, welche Benzenberg davon machte. Er behauptet, die trigonometrischen und barometrischen Höhenmessungen des Montblanc und des Monte Gregorio stimmten weit besser mit einander überein, wenn man nach seinen Tabellen die Dalton'sche Theorie in Betracht zöge, also von der Höhe der genannten Berge 30, resp. 16 P. Fufs subtrahirte, und schließt aus diesem Umstande auf die Richtigkeit jener Theorie. Hätte jedoch Benzenberg richtig gerechnet, wie es Tralles vorher gethan, so würde die Correction in entgegengesetztem Sinne ausgefallen seyn, und somit ein Argument gegen Dalton's Theorie ergeben haben. Statt der Benzenberg'schen Partialdrucke b_a sollte gesetzt werden $b_a^N = 21,911$ P. Zoll; $b_a^O = 5,8296$; $b^C = 0,0194$ (wo C die Kohlensäureatmosphäre andeutet), dann würde man für $h = 10000$ Fufs erhalten, $b^N = 14,7503$, $b^O = 3,69766$, $b^C = 0,0105318$, deren Summe $= 18,4585$, wogegen $b^C = 18,4531$, also gegen Dalton um 0,0054 zu niedrig, während nach Benzenberg um 0,0217 zu hoch.

Trotz dieses Sachverhaltes hat 1829 Brandes in Gehlers physik. Wörterb., Art. Höhenmessung, S. 305 bis 306, die Bemerkung gemacht, daß Tralles in den Barometer-

ständen nahe dieselbe Differenz wie Benzenberg gefunden habe, und in dem Artikel Atmosphäre S. 492 wird Benzenberg als der »bedeutendste, gründlichste und eifrigste Verteidiger der Dalton'schen Theorie« bezeichnet. Wir werden dem Bisherigen sogleich noch einiges zu dem Beweise beifügen müssen, daß der genannte Gelehrte dieses Lob wenigstens nicht durchgängig verdient.

IV.

Betrachtet man die Luftatmosphäre als eine einheitliche, so hat man die Zusammensetzung derselben in allen Höhen für ein und die nemliche zu halten; nimmt man aber mit Dalton mehrere von einander unabhängige Gasatmosphären an, so erklärt man die Zusammensetzung der Luft für veränderlich: der Stickstoff wird nach oben eine langsamere Abnahme erfahren, als der specifisch schwerere Sauerstoff, das specifische Gewicht der Luft aus der Höhe wird also geringer seyn, als dasjenige der unter gleichem Druck gedachten Luft aus der Tiefe. Das Vorausgegangene erlaubt den Gegenstand sogleich genauer zu untersuchen.

Wie wir aus der für die Meeresfläche geltenden Angabe der Volumprocente von N und O auf die Partialdrucke b_0^N und b_0^O schlossen, ebenso gestatten uns die jetzt für verschiedene Höhen berechneten b_h^N und b_h^O auf die jedesmalige endiometrische Zusammensetzung der Luft zu schließen. Die Volumprocente von N und O in der Höhe h werden gegeben seyn durch $100 b_h^N : (b_h^N + b_h^O)$ und $100 b_h^O : (b_h^N + b_h^O) = 100 - 100 b_h^N : (b_h^N + b_h^O)$. Das Verhältniß der Volumprocente von N und O zu einander ist dargestellt durch $b_h^N : b_h^O$, wie auch Tralles ergibt, während Benzenberg fälschlich hierin das Verhältniß der *Gewichts*procente erblickt, und somit in die Tabellen einen zweiten Fehler einführt. Aus dem Bisherigen erhalten wir:

	Volumprocente			
$h =$	0 ^m	100	1000	10000
$N =$	78,6757	78,7038	78,9561	81,3580
$O =$	21,3243	21,2962	21,0439	18,6420.

Die Zunahme des Stickstoffgehalts und die Abnahme des Sauerstoffgehalts mit der Höhe lassen diese Zahlen deutlich erkennen. Tralles hat eine Reihenentwicklung für $b_a^o : (b_a^N + b_a^o)$ gegeben; er berechnete den eudiometrischen Sauerstoffgehalt für die Höhe 6600 Meter zu 2 Proc. geringer, als an der Meeresfläche, und schloß hieraus auf die Unhaltbarkeit der Dalton'schen Theorie, indem Gay-Lussac, bei einer Genauigkeit der Analyse von 0,1 Proc. keine merkliche Verschiedenheit habe nachweisen können.

Obige Tafel gestattet, das spec. Gew. der Luft in verschiedenen Höhen und bei gleichem Druck zu berechnen, das spec. Gew. der an der Meeresfläche befindlichen Luft = 1 gesetzt. Es haben z. B. in 100 Meter Höhe 100 Volumina Luft ein Gesamtgewicht von $78,7038 \cdot 0,97137 + 21,2962 \cdot 1,10563$; nehmen wir hiervon den 100^{sten} Theil, so haben wir das Gewicht der Volumeinheit, oder das spec. Gew. Benzenberg rechnet anders; er multiplicirt (l. c. S. 179) die Zahl der, allerdings bloß vermeintlichen, Gewichtsprocente N mit dem spec. Gew. des N , addirt dazu das Produkt aus der Zahl der vermeintlichen Gewichtsprocente O in das spec. Gew. des O , und würde nun, aber auf offenbar sehr seltsame und wenig empfehlenswerthe Weise, in dem Verhältnisse solcher für die Meeresfläche und die Höhe h berechneter Summen wirklich das Verhältniß der spec. Gewichte der Luft an der Meeresfläche und in der Höhe h erhalten, wenn die Größen b_a^o und b_a^N , somit auch die daraus berechneten vermeintlichen Gewichtsprocente nicht fehlerhaft, d. h. die richtigen Volumprocente wären. Wir finden folgendes:

Spec. Gew. der Luft bei gleichem Druck.

$h =$	0 ^m	100 ^m	1000 ^m	10000 ^m
Spec. G. =	1,000000	0,999962	0,999624	0,996399.

Setzen wir das spec. Gew. der Luft in der Höhe h der Einheit gleich, so haben wir die früher angegebenen spec. Gew. des N und des O in demselben Verhältnisse zu vergrößern. Diese Bemerkung führt zu der weitem Tabelle:

Spec. Gew. von N und O, auf Luft in gleicher Höhe bezogen.

$h =$	0 ^m	100	1000	10000
$N =$	0,97137	0,971407	0,971735	0,974880
$O =$	1,10563	1,10567	1,10605	1,10963.

Mit Hülfe der beiden letzten Tabellen können wir noch schliesslich die Gewichtsprocente von N und O in verschiedenen Höhen bestimmen. Indem wir beispielsweise das spec. Gew. der Luft in der Höhe 100^m der Einheit gleichsetzen, ist das Gewicht des Stickstoffs = 78,7038 . 0,971407 und das des Sauerstoffs = 21,2962 . 1,10567 = 100 — 78,7038 . 0,971407. Hierauf basirt folgende Zusammenstellung:

	Gewichtsprocente.			
$h =$	0 ^m	0	100	10000
$N =$	76,4232	76,4534	76,7245	79,3143
$O =$	23,5768	23,5466	23,2755	20,6857.

Auch vorliegende Zahlen lassen die Zunahme des Stickstoffs und die Abnahme des Sauerstoffs bei wachsender Höhe deutlich erkennen; es wäre wohl wünschenswerth, dafs diese aus Dalton's Theorie gefolgerte Thatsache durch neue, exakte eudiometrische Versuche geprüft würde.

Ettenheim in Baden, 1868 Juli 16.

XI. Ein neuer Adhäsionsapparat; von Dr. G. Krebs in Wiesbaden.

Die Apparate, mittelst deren man die Cohäsion der Wassertheilchen an einander, oder die Adhäsion des Quecksilbers an das Glas zeigen kann, beruhen darauf, dafs man eine Glasscheibe mit einer Wasser- oder Quecksilberoberfläche so in Berührung bringt, dafs sie dieselbe nur mit ihrer unteren Fläche und zwar in allen Punkten berührt; man kann dann leicht nachweisen, dafs es eine gewisse Kraft

erfordert die Glasscheibe von der Oberfläche der Flüssigkeit abzureißen.

Die Art, wie dabei im Einzelnen verfahren wird, ist verschieden. Nach der einen ¹⁾ hängt man an die eine (mit kurzen Ketten versehene) Schale einer Waage eine Glasplatte an drei Schnüren so auf, daß sie möglichst horizontal schwebt; dann bringt man die Waage ins Gleichgewicht, nähert der Glasplatte von unten her ein Gefäß mit Wasser oder Quecksilber, bis die Glasplatte die Oberfläche der Flüssigkeit berührt, zieht auch wohl an den Schnüren, bis die vollkommene Berührung eingetreten ist, und legt dann auf die andere Schale so viel Gewichte, bis die Glasplatte von der Oberfläche der Flüssigkeit abreißt.

Eine andere Methode wird in Frick's physikalischer Technik (S. 93, 3. Aufl.) empfohlen: sie soll wesentlich bezwecken die Glasplatte genau horizontal zu richten.

»Auf eine runde Glas- oder Messingscheibe kittet man ein fingerlanges Stück Siegellack und an dasselbe eine Schnur. Man hängt sodann an die gemeine Waage einerseits statt der Waagschale diese Schnur mit der Platte und knüpft sie so, daß die Platte gerade auf eine untergesetzte Tasse mit Wasser reicht. Das Siegellack wird nun durch langsames Erwärmen durch und durch schwach erweicht und die Platte auf das Wasser gesetzt, während in die Waagschale der andern Seite ein kleines Gewicht kommt. Die Adhäsion hält die Platte, und das Gewicht zieht das Siegellack so, daß es senkrecht zur Ebene der Platte wird. Daß man hierbei die Tasse so rücken muß, daß die Platte nirgends an dem Rande derselben anstößt, versteht sich wohl von selbst. Da sich das Siegellack dabei etwas streckt, so macht man nachher an die Schnur einen oder mehrere Knoten, bis die Waage beim Aufliegen der Platte wieder horizontal steht etc.«

Ich will mir nun erlauben, noch einen anderen Apparat in Vorschlag zu bringen, der, wie es scheint, geeignet ist die betreffenden Versuche mit aller wünschenswerthen Sicherheit und Bequemlichkeit anstellen zu können.

Auf einem Grundbrett AB (Fig. 3 Taf. II) erhebt sich eine Messingröhre CD , in welcher ein Messingstab S auf- und abgeschoben und durch die Schraube m in beliebiger Höhe festgestellt werden kann. Am oberen Ende der Stange S ist eine länglich runde Messingplatte, welche einen 4 bis 6 Centim. im Durchmesser haltenden runden Ausschnitt hat, befestigt. Auf dieser Messingplatte sind am Rande an drei gleichweit von einander entfernten Stellen drei Schrauben u, v, w angebracht, welche sich in drei 4 bis 5 Centim. lange Messingstäbe p, q, r , welche unten ein Schraubengewinde tragen, fortsetzen.

Eine dicke Spiegelglasscheibe PQ , welche am Rande conisch zugeschliffen ist, ist in einen Messingring gefaßt, welcher bloß den oberen Theil der Glasscheibe umfaßt, und an den Seiten drei Messingplättchen trägt, welche sich rechtwinklig umbiegen und je ein Messingringelchen tragen. Mit Hülfe dieser Ringelchen, welche in die Stängelchen p, q, r eingesteckt und zwischen zwei Muttern festgehalten werden, kann man die Glasscheibe an den drei Schrauben u, v, w aufhängen (Fig. 4 Taf. II).

Es ist nun sehr leicht die Glasscheibe exact auf eine Flüssigkeitsoberfläche zu bringen. Stellt man z. B. ein Glas Wasser unter die Glasscheibe PQ , so kann man die letztere dadurch an die Oberfläche des Wassers bringen, daß man die Stange S herabschiebt, bis sie die Wasseroberfläche, wenn auch nur in einem Punkte berührt. Dann wird die Stange S durch die Schraube m festgestellt, und an den drei Schrauben u, v, w so lange gedreht, bis die Glasplatte die Wasserfläche in allen Punkten genau berührt. Um einen Versuch mit diesem Apparate anzustellen, bedient man sich am Einfachsten einer Roberval'schen (Strafsburger) Waage. Sehr bequem ist es dabei, wenn das Grundbrett des Apparats so groß ist, daß man die Waage gerade darauf stellen kann. Da aber hierdurch das Grundbrett ungebührlich lang, der Apparat also unförmlich wird und im Cabinet zu viel Platz wegnimmt, so kann man entweder zu dem (kurzen) Grundbrett noch ein ganz gleiches Brett

machen lassen, das beim Gebrauch des Apparats *an* das Grundbrett, beim Aufstellen desselben im Cabinet aber *unter* dasselbe gelegt wird; — oder aber man setzt das Grundbrett aus zwei Stücken zusammen, welche unten durch Charniere verbunden sind, so dafs man das zweite Stück des Grundbretts unter das erste umklappen kann.

Will man eine Krämerwaage benutzen, die aber nicht zu klein seyn darf, damit der Ring mit der Glasscheibe zwischen den Ketten hindurchgeht, so stellt man das Grundbrett unter die eine Schale; sollte diefs aber nicht möglich seyn, weil die Waagschalen zu nahe am Untergestell der Waage hängen, so stellt man den Apparat neben die Waage, und dreht den Ring mit der Glasscheibe so um, dafs Grundbrett und Glasscheibe nach entgegengesetzten Seiten gerichtet sind; man kann dann, damit der Apparat feststeht, das Grundbrett durch Gewichte beschweren.

Bei einem Versuch mit unserem Apparate mufs man, nachdem auf die eine Waagschale ein Gefäfs mit Wasser oder Quecksilber gestellt, und die Waage ins Gleichgewicht gebracht worden, die Glasscheibe, wie oben angegeben, auf die Oberfläche der Flüssigkeit bringen, und nun so lange Gewichte aus der andern Waagschale herausnehmen, bis sich die erste Waagschale senkt und die Flüssigkeit von der Glasscheibe abreifst.

**XII. Bestätigung der Relation $T = a \sqrt[3]{Q^2}$ mit Hilfe
der magnetischen Compensationsmethode
(Nullmethode);
von Dr. L. Külpe in Darmstadt.**

Nach vielfachen Versuchen von Häcker besteht zwischen dem Gewichte und der Tragkraft der Magnete die Relation:

$$T = a \sqrt[3]{Q^2} = a x Q^{\frac{2}{3}},$$

wo T die Tragkraft, Q das Gewicht des Magneten und a »das Tragverhältniß« bedeutet. Bei derselben Stahlorte unter Anwendung eines guten Streichmagneten, ist wohl kein Grund vorhanden »das Tragverhältniß« a in der von Häcker aufgestellten Formel:

$$T = a \cdot Q^{\frac{2}{3}}$$

als verschieden anzunehmen. Man hat sonach für zwei Hufeisenlamellen von gleicher aber nicht zu großer Weite die Gleichungen:

$$T = a \times Q^{\frac{2}{3}}$$

und

$$T_1 = a \times Q_1^{\frac{2}{3}}$$

oder:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{Q}{Q_1}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Da man für das Verhältniß der Tragkräfte auch das Verhältniß der Kuben ihrer Entfernungen von der kleinen Declinationsnadel, bei gleichen und nicht zu großen Weiten, setzen kann, ein Gesetz, was von mir schon durch Versuche (Annalen Bd. 133, S. 317) ermittelt wurde, hat man:

$$\left(\frac{Q}{Q_1}\right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{r}{r_1}\right)^3,$$

wo r und r_1 die in Rede stehenden Entfernungen bedeuten

Meine Absicht war den Exponenten $\frac{2}{3}$ auf seine Richtigkeit zu prüfen, bei gegebenen Gewichten der Magneten und den entsprechenden Entfernungen. Bezeichnet man vorerst mit x diesen Exponenten, der nun durch Versuche und zwar mit Hülfe »der magnetischen Compensationsmethode« ermittelt werden soll, so ist zunächst:

$$\left(\frac{Q}{Q_1}\right)^x = \left(\frac{r}{r_1}\right)^3$$

oder:

$$x \log \left(\frac{Q}{Q_1}\right) = 3 \log \left(\frac{r}{r_1}\right).$$

Um die für diese Versuche bestimmten Lamellen in Hufeisenform, von gleichen und nicht zu großen Weiten, gehörig magnetisch zu machen, d. h. die Quantität des erregten Magnetismus seinem Maximum zuzuführen, wurde ein starker Elektromagnet Fig. 1 Taf. III angewandt. Der Apparat, Eigenthum des physikalischen Cabinets, besteht zunächst aus den dicken Eisenkernen GF und KH , welche mit dickem übersponnenen Kupferdrahte umwickelt sind, dessen Enden O , P , Q und R in starke Klemmschrauben endigen. Der eine Kern HK ist verstellbar, und kann durch Stellung auf dem Eisenstab LM dem fest stehenden Kerne FG näher und entfernter gebracht werden, je nach der Weite der Hufeisenlamellen, welche durch Streichen magnetisirt werden sollen. Für das Magnetisiren von Längsstäben hat man nur nöthig durch den einen Kern FG oder HK den galvanischen Strom zu leiten; bei dem Magnetisiren der Hufeisenlamellen dagegen wird O und R durch eine Kupferlamelle verbunden, und der Strom einer Batterie von vier Zinkeisenelementen hindurchgeleitet.

Bei dem Magnetisiren selbst wurde »das magnetische Sättigungsverfahren«, das sehr bequem in der Ausführung ist, von mir angewandt. Auf der einen Seite Fig. 2 Taf. III der Declinationsbussole AA wird eine Normallamelle aa in Hufeisenform in die Entfernung r Centimeter gelegt, wodurch eine Ablenkung von n° erfolgen wird, alsdann wurden die verschiedenen Lamellen mit Hülfe des starken Elek-

tromagneten durch Streichen magnetisirt, was so lange fortgesetzt wird, als es noch möglich ist, z. B. die Lamelle bb , auf der rechten Seite von der Bussole zu entfernen, und in die äußerste Lage $b'b'$ zu bringen, in welcher Stellung jedoch die abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückgehen muß. Ist diese äußerste Stellung erreicht, so ist wohl anzunehmen, daß die betreffende Lamelle das Maximum der Erregung beider Magnetismen erreicht hat. Dieses Verfahren ist sicher und leicht auszuführen, und wird, was ich vermuthete, auch später allgemein zur Anwendung kommen.

Zwei Hufeisenlamellen A und B von gleichen Weiten, wurden nach dem soeben angegebenen Verfahren behandelt, und beide in den Zustand des Maximums der Erregung des Magnetismus versetzt. Die beiden Hufeisenlamellen wurden nun zu beiden Seiten der Declinationsbussole gebracht, und zwar war Lamelle A 10 Zolle und Lamelle B 9,1 Zolle von der Bussole entfernt, um die Nadel der Bussole auf Null festzuhalten; ihre Gewichte dagegen betrugen 0,28 Pfd. und 0,185 Pfd. Man hat nach vorstehender Rechnung:

$$\left[\frac{0,280}{0,185} \right]^x = \left[\frac{10}{9,1} \right]^3$$

oder:

$$1,513^x = 1,098^3$$

und:

$$x = \frac{3 \log 1,098}{\log 1,513} = \frac{0,1218069}{0,1798389}$$

folglich:

$$x = 0,677.$$

Der Exponent nach Häcker ist $\frac{2}{3}$, also $= 0,666$, sonach ist ein Unterschied mit dem von mir aufgefundenen, von 0,011 vorhanden. Der Unterschied von $\frac{1}{1000}$ ist jedoch nicht sehr bedeutend, man kann ihn außer Acht lassen, und den Exponenten $\frac{2}{3}$, der Wahrheit sehr nahe kommend, als richtig anerkennen.

Ich habe noch andere Versuche angestellt, und gleichfalls ähnliche und übereinstimmende Resultate erhalten, doch beabsichtige ich noch einen zweiten Versuch mitzutheilen.

Zwei andere Magnete *C* und *D* von den Gewichten 1,35 Pfd. und 0,67 Pfd. lagen, wie bekannt, auf verschiedenen Seiten der Bussole in den Entfernungen 11,2 und 9,6 Zolle, um die Nadel auf Null zu halten, es ist sonach:

$$\left[\frac{1,35}{0,67} \right]^x = \left[\frac{11,2}{9,6} \right]^3$$

oder:

$$2,014^x = 1,166^3$$

und:

$$x = \frac{3 \log 1,166}{\log 2,014} = \frac{0,2000958}{0,3040595} = 0,658.$$

Nach diesem Versuche habe ich etwas zu wenig erhalten, doch ist der Unterschied hier noch geringer als im ersten Falle, und glaube daher mit Recht bestätigen zu dürfen, daß der Exponent $\frac{2}{3}$ in der Häcker'schen Formel: $T = a \times Q^{\frac{2}{3}}$ eine Gröfse ist, deren Richtigkeit keinen Zweifel mehr zuläfst.

XIII. *Untersuchungen über die gegenseitigen Schwächungen der magnetischen Actionen beim Aufeinanderlegen von Lamellen mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode); von Dr. L. Kulp.*

A. Längsstäbe.

a. Ersatzmagnete.

Wenn Magnete in gleichem Sinne aufeinander gelegt werden, so ist die Stärke der magnetischen Action nicht der Summe der magnetischen Actionen der einzelnen Magnete gleich, sondern man erhält in allen Fällen eine viel schwächere Action, als die Summe der vorher vorhandenen magnetischen Actionen. Dieß durch »die magnetische Compensationsmethode« (Nullmethode) auch nachzuweisen, war meine Absicht, und stellte ich daher in größerem Umfange ent-

sprechende Versuche an, die nun hierdurch zur Oeffentlichkeit kommen sollen. — Drei Stahlstücke von derselben Stahlsorte waren 58^{mm} lang, 17^{mm} breit und 6^{mm} dick; sie wurden zunächst durch sorgfältiges Streichen in Ersatzmagnete verwandelt. Die Darstellung der Ersatzmagnete ist gerade keine sehr schwere, doch eine etwas umständliche Arbeit, man kommt aber bei Längsstäben schneller zum Ziele als bei Hufeisenlamellen. — Es seyen m , m_1 und m_{II} die gemeinschaftlichen Quantitäten des erregten Magnetismus oder kurzweg ihre »Intensitäten«, wenn es mir erlaubt seyn soll, diese Bezeichnung so zu wählen; man hat laut Nullmethode:

$$\frac{m_1}{m} = \frac{r_1^3}{r^3}$$

und

$$\frac{m_{II}}{m} = \frac{r_{II}^3}{r^3},$$

wenn r , r_1 und r_{II} die betreffenden Entfernungen von der Bussole bedeuten.

Man wähle zunächst ein Stahlstück als Normalmagnet, lege dasselbe auf die linke Seite der Bussole Fig. 3 Taf. III in die Entfernung r , alsdann werden durch sorgfältiges Streichen die beiden andern Magnete in der Weise magnetisirt, daß $r_1 = r_{II} = r$ wurde, wenn dieselben nach einander auf die rechte Seite der Bussole gelegt werden, woraus folgt: daß $m = m_1 = m_{II}$ ist, d. h. die gemeinschaftlichen Quantitäten des erregten Magnetismus der drei Stahlstücke sind gleich. Werden nun zwei solcher Magnete von gleicher Wirkung in gleichem Sinne aufeinandergelegt, zusammengebunden und auf die rechte Seite der Bussole gebracht, so würde man eine »Intensität« $m + m = 2m$ haben müssen; unter der Voraussetzung, daß keine gegenseitige Schwächung stattfindet, hätte man in diesem Falle die Proportion

$$\frac{m}{2m} = \frac{r^3}{R^3}$$

oder:

$$\frac{1}{2} = \frac{r^3}{R^3}$$

d. h. es mußte die Verbindung von Stäben in die Entfernung:

$$R = r\sqrt[3]{2}$$

Fig. 4 Taf. III gelegt werden, um die vorher durch den Normalstab abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückzuführen. Diefes findet jedoch nicht statt, sondern in der kleineren Entfernung R Fig. 4 Taf. III erst wird es gelingen die Nadel wieder auf Null zurück zu bringen, das einer »Intensität«:

$$x = \frac{R^3}{r^3}$$

entspricht, eine Erscheinung, welche in der gegenseitigen Schwächung ihren Grund hat. Die Gröfse des Verlustes ist:

$$v = 2 - x$$

oder ausgedrückt in Procenten:

$$X = \frac{100 \times v}{2}.$$

Bei einem ersten Versuche lag der Normalstab links in einer Entfernung von 10^{cm} , wodurch die Nadel auf 38° ging, man hat für die Verbindung der Stäbe:

$$R = 10 \times 1,26 = 12,6,$$

eine Entfernung, in welcher die abgelenkte Nadel nicht auf Null zurückging, sondern erst in dem Abstände $R_1 = 11,5^{\text{cm}}$, was einer Intensität:

$$x = \frac{11,5^3}{10^3} = 1,520$$

entspricht. Der Verlust an gemeinschaftlicher Quantität ist sonach:

$$2 - 1,520 = 0,480$$

oder in Procenten:

$$X = \frac{100 \times 0,480}{2} = 24 \text{ Proc.}$$

Verlust. Nach dem Auseinandernehmen, das mit Vorsicht geschehen muß, wurden die beiden Magnete in Hinsicht ihrer Intensitäten wieder gemessen; man fand, dafs sie ihre ursprüngliche Intensitäten wieder hatten, also nicht geschwächt

bleiben; es geht daraus hervor: *dafs wenn zwei Ersatzmagnete in gleichem Sinne aufeinander gelegt werden, die Gesamtintensität nicht der Summe der einzelnen Intensitäten gleich ist, sondern ein Verlust stattfindet, und dafs nach dem Auseinandernehmen die Ersatzmagnete ihre früheren gemeinschaftlichen Quantitäten wieder haben, also ungeschwächt bleiben.*

Bei einem zweiten Versuche lag gleichfalls die Normallamelle in einer Entfernung von 10^{cm} . Wurden nun wieder zwei solche Ersatzmagnete in gleichem Sinne aufeinander gelegt, so besteht der Ausdruck:

$$R = 10 \times 1,26 = 12,6$$

d. h. in der Entfernung von $12,6^{\text{cm}}$ müßte die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel der Busssole wieder auf Null zurückgehen, was jedoch nicht eintrat, sondern erst in der Entfernung $R_1 = 11^{\text{cm}}$, wo $R > R_1$, ging die Nadel in erwähnte Stellung zurück. Die entsprechende gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus ist:

$$x = \frac{11^3}{10^3} = 1,33,$$

sonach der Verlust:

$$v = 2 - 1,33 = 0,67,$$

welcher einem Procentgehalt:

$$X = \frac{100 \times 0,67}{2} = 33,5 \text{ Proc.}$$

entspricht.

Nach vorsichtigem Abheben zeigte sich auch hier, als sie hinsichtlich ihrer Stärke wieder gemessen wurden, dafs sie ungeschwächt waren. Durch den angegebenen zweiten Versuch werden die Erscheinungen des ersten nur bestätigt.

b. Magnete verschiedener Stärke.

Fünf Stahlstücke aus einer guten Stahlsorte von den Dimensionen: 84^{mm} Länge, 13^{mm} Breite und $2,5^{\text{mm}}$ Dicke und einem Gewichte von nahezu 24^{g} sind durch Streichen mit einem Elektromagneten magnetisirt worden, ihre gemein-

schaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen vor dem Aufeinanderlegen sollen der Reihe nach mit:

$$m, m_I, m_{II}, m_{III}, m_{IV}$$

bezeichnet werden. Nimmt man eine Lamelle, deren gemeinschaftliche Quantität m als Normallamelle an, legt dieselbe Fig. 5 Taf. III in die Entfernung r von der Bussole, wodurch eine Ablenkung von n^0 erfolgt, so bestehen die Proportionen laut »Nullmethode«:

$$\frac{m_I}{m} = \frac{r_I^3}{r^3},$$

$$\frac{m_{II}}{m} = \frac{r_{II}^3}{r^3},$$

$$\frac{m_{III}}{m} = \frac{r_{III}^3}{r^3}$$

und

$$\frac{m_{IV}}{m} = \frac{r_{IV}^3}{r^3},$$

oder die Gleichungen:

$$m_I = \left(\frac{r_I}{r}\right)^3 \times m,$$

$$m_{II} = \left(\frac{r_{II}}{r}\right)^3 \times m,$$

$$m_{III} = \left(\frac{r_{III}}{r}\right)^3 \times m$$

und

$$m_{IV} = \left(\frac{r_{IV}}{r}\right)^3 \times m$$

d. h. Ausdrücke, welche die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vorstellen, ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle, wenn r_I, r_{II}, r_{III} und r_{IV} ihre entsprechenden Entfernungen von der Bussole bezeichnen. Werden nun die verschiedenen Lamellen in gleichem Sinne aufeinander gelegt, so müßte, wenn keine gegenseitige Schwächung stattfinden würde, die Gleichung bestehen:

$$\begin{aligned} m_I + m_{II} + m_{III} + m_{IV} &= \left(\frac{r_I}{r}\right)^3 \times m = \left(\frac{r_{II}}{r}\right)^3 m \\ &+ \left(\frac{r_{III}}{r}\right)^3 m + \left(\frac{r_{IV}}{r}\right)^3 m \end{aligned}$$

oder:

$$m_I + m_{II} + m_{III} + m_{IV} = \frac{m}{r^3} [r_I^3 + r_{II}^3 + r_{III}^3 + r_{IV}^3],$$

das jedoch nicht der Fall ist, denn wenn

$$m_I + m_{II} + m_{III} + m_{IV} = M$$

gesetzt wird, so müßte eine solche Verbindung von Stäben in die Entfernung

$$R = r \sqrt[3]{\frac{M}{m}}$$

gelegt werden müssen, um die vorher abgelenkte Nadel in die Stellung Null wieder zurückzuführen. Es findet jedoch, wie schon zur Genüge bekannt, auch hier eine gegenseitige Schwächung statt, wodurch das System in eine Entfernung R_1 gelegt werden muß, um die Nadel in der That zurückzuführen, das einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus entspricht, von

$$x = \frac{R_1^3}{r} \times m.$$

Da $R > R_1$, so folgt auch $M > x$, d. h. die gemeinschaftliche Quantität x des erregten Magnetismus ist kleiner, mithin findet ein Verlust an Quantität statt, welcher in

$$x_1 = M - x$$

einen Ausdruck findet, der, wenn Versuche wirklich ausgeführt werden, in Procente der vorhandenen Quantitäten der erregten Magnetismen sich darstellen läßt.

In diesem Falle, da keine Ersatzmagnete vorhanden waren, bleiben die Magnete nach dem Auseinandernehmen dauernd geschwächt, und es werden, wenn m_1 , m_2 , m_3 und m_4 die gemeinschaftlichen Quantitäten des erregten Magnetismus der verschiedenen Lamellen nach dem Auseinandernehmen bezeichnen, die nachstehenden Relationen Gültigkeit haben:

$$m_1 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 m,$$

$$m_2 = \left(\frac{r_2}{r}\right)^3 m,$$

$$m_3 = \left(\frac{r_3}{r}\right)^3 m$$

und

$$m_4 = \left(\frac{r_4}{r}\right)^3 m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus der Normallamelle, und den entsprechenden Entfernungen r_1 , r_2 , r_3 und r_4 von der Bussole. Auch lassen sich bei Versuchen die entstehenden Verluste der gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen in Procente ihrer ursprünglichen Quantitäten genau angeben, wenn ihre gemeinschaftlichen Quantitäten vor dem Aufeinanderlegen der Zahl 100 gleich gesetzt werden.

Bei einem Versuche lag die Normallamelle in der Entfernung $r = 10^{\text{cm}}$ von der Bussole, die vier verschiedenen vorher magnetisirten Lamellen wurden nun der Reihe nach auf die andere Seite der Bussole gebracht, und folgende Gleichungen für die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen werden Bestand haben:

$$m_I = \frac{8,1^3}{10^3} \times m = 0,531 m,$$

$$m_{II} = \frac{9^3}{10^3} \times m = 0,117 m,$$

$$m_{III} = \frac{6,2^3}{10^3} \times m = 0,238 m$$

und

$$m_{IV} = \frac{8,8^3}{10^3} \times m = 0,681 m.$$

Hiernach müßte eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus, von

$$m_I + m_{II} + m_{III} + m_{IV} = M = 1,567 m.$$

vorhanden seyn, wenn keine gegenseitigen Schwächungen stattfinden würden, und es müßte ein solches System von Stäben in eine Entfernung:

$$R = r \sqrt[3]{\frac{M}{m}} = 10 \times 1,16 = 11,6$$

von der Bussole gelegt werden, um die Nadel zu zwingen, wieder in die Stellung Null zurückzugehen. Erst in der Entfernung $R_1 = 8,9^{\text{cm}}$, also $R > R_1$ trat dieser Fall ein,

das einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus entspricht von

$$x = \frac{R_1}{r^3} \times m = \frac{8,9^3}{10^3} \cdot m = 0,705 m.$$

Der Verlust ist

$$x_1 = M - x = 1,567 m - 0,705 m = 0,862 m,$$

der einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,862}{1,567} = 55 \text{ Proc.}$$

gleichkommt; wenn alle vorher vorhandenen gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen der Zahl Hundert gleich gesetzt werden.

Die vier verschiedenen und geschwächten Lamellen wurden nun mit Vorsicht durch Abheben von einander entfernt, und alsdann von Neuem mit Hülfe »der magnetischen Compensationsmethode« (Nullmethode), die noch vorhandenen gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen gemessen. Bezeichnen m_1 , m_2 , m_3 und m_4 diese Größen, so hat man die Gleichungen:

$$m_1 = \frac{r_1^3}{r^3} \times m = \frac{7,8^3}{10^3} \times m = 0,474 m,$$

$$m_2 = \frac{r_2^3}{r^3} \times m = \frac{3,9^3}{10^3} \times m = 0,059 m,$$

$$m_3 = \frac{r_3^3}{r^3} \times m = \frac{2,5^3}{10^3} \times m = 0,015 m \quad \text{und}$$

$$m_4 = \frac{r_4^3}{r^3} \times m = \frac{8,5^3}{10^3} \times m = 0,614 m,$$

welche die noch vorhandenen gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen der vier verschiedenen Lamellen vorstellen, ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus der »Normallamelle« bei den Entfernungen:

$$r_1 = 7,8 \text{ cm}; r_2 = 3,9 \text{ cm}; r_3 = 2,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad r_4 = 8,5 \text{ cm}.$$

Die entsprechenden Verluste an gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen sind:

$$m_I - m_1 = 0,531 m - 0,474 m = 0,057 m$$

$$m_{II} - m_2 = 0,117 m - 0,059 m = 0,058 m,$$

$$m_{III} - m_3 = 0,238 m - 0,015 m = 0,223 m \text{ und}$$

$$m_{IV} - m_4 = 0,681 m - 0,614 m = 0,067 m,$$

was nachstehenden Procenten gleich kommt:

$$X_I = \frac{100 \times 0,057}{0,531} = 10,7 \text{ Proc.}$$

$$X_{II} = \frac{100 \times 0,058}{0,117} = 49,5 \text{ Proc.}$$

$$X_{III} = \frac{100 \times 0,223}{0,238} = 93,6 \text{ Proc. und}$$

$$X_{IV} = \frac{100 \times 0,067}{0,681} = 9,8 \text{ Proc.}$$

Es wäre sonach durch diesen Versuch auch mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode) nachgewiesen worden, daß wenn Lamellen ungleicher gemeinschaftlicher Quantitäten erregter Magnetismen aufeinander gelegt werden, gegenseitige Schwächungen der magnetischen Actionen vorhanden sind, und daß beim Auseinandernehmen die einzelnen magnetisirten Lamellen dauernd geschwächt bleiben.

Ich könnte noch andere Versuche angeben, welche das eben Ausgesprochene nur bestätigen werden, allein es würde ermüden, doch will ich noch einen zweiten Versuch, zu einer anderen Zeit angestellt, kurz angeben. Die Entfernung der »Normallamelle« von der Bussole war gleichfalls $r=10^m$ die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vor dem Zusammenlegen ähnlicher vier vorhandenen Lamellen waren:

$$m_I = \frac{r_I^3}{r^3} \times m = \frac{8,4^3}{10^3} \times m = 0,592 m,$$

$$m_{II} = \frac{r_{II}^3}{r^3} \times m = \frac{5,9^3}{10^3} \times m = 0,205 m,$$

$$m_{III} = \frac{r_{III}^3}{r^3} \times m = \frac{4,8^3}{10^3} \times m = 0,110 m \text{ und}$$

$$m_{IV} = \frac{r_{IV}^3}{r^3} \times m = \frac{8,7^3}{10^3} \times m = 0,658 m,$$

wodurch beim Aufeinanderlegen die gemeinschaftliche Quantität:

$$M = 1,565 m$$

vorhanden wäre, und in der Entfernung:

$$R = r \sqrt[3]{\frac{M}{m}} = 10 \times 1,16 = 11,6$$

müßte die vorher durch die »Normallamelle« abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückgehen, was jedoch nicht der Fall war, sondern erst in der Entfernung

$$R_1 = 9,6 \text{ cm}$$

kam die Nadel in erwähnte Stellung zurück. Die vorhandene gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus war

$$x = \frac{R_1^3}{r^3} \times m = \frac{9,6^3}{10^3} \times m = 0,884 m;$$

und der beim Aufeinanderlegen entstandene Verlust:

$$\begin{aligned} x_1 &= M - x = 1,565 m - 0,884 m \\ &= 0,681 m, \end{aligned}$$

der einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,681}{1,565} = 43,5 \text{ Proc.}^*$$

gleich zu setzen. ist.

Nach dem Auseinandernehmen waren folgende gemeinschaftliche Quantitäten erregter Magnetismen noch vorhanden, welche durch nachstehende Gleichungen angegeben werden:

$$m_1 = \frac{r_1^3}{r^3} \times m = \frac{7,3^3}{10^3} \times m = 0,389 m,$$

$$m_2 = \frac{r_2^3}{r^3} \times m = \frac{5,6^3}{10^3} \times m = 0,175 m,$$

$$m_3 = \frac{r_3^3}{r^3} \times m = \frac{4^3}{10^3} \times m = 0,064 m \text{ und}$$

$$m_4 = \frac{r_4^3}{r^3} \times m = \frac{8,5^3}{10^3} \times m = 0,614 m.$$

Die entsprechenden Verluste an gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen sind:

$$m_I - m_1 = 0,592m - 0,389m = 0,203m,$$

$$m_{II} - m_2 = 0,205m - 0,175m = 0,030m,$$

$$m_{III} - m_3 = 0,110m - 0,064m = 0,046 \text{ und}$$

$$m_{IV} - m_4 = 0,658m - 0,614m = 0,044m,$$

das folgenden Procenten ihrer ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantitäten entspricht:

$$X_I = \frac{100 \times 0,203}{0,592} = 34 \text{ Proc.}$$

$$X_{II} = \frac{100 \times 0,030}{0,205} = 14 \text{ Proc.}$$

$$X_{III} = \frac{100 \times 0,046}{0,110} = 41 \text{ Proc. und}$$

$$X_{IV} = \frac{100 \times 0,044}{0,658} = 6 \text{ Proc.}$$

Dieser Versuch bestätigt sonach auch die gegenseitigen Schwächungen beim Aufeinanderlegen von Lamellen mit Hülfe »der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode)«, sowie die dauernden Schwächungen der einzelnen Lamellen ungleicher Actionen nach dem Auseinandernehmen.

B. Lamellen in Hufeisenform.

a. Ersatzmagnete.

Drei Hufeisenlamellen von 70^{mm} äußerer und 40^{mm} innerer Weite aus derselben Stahlsorte wurden der Art magnetisirt, daß sie »Ersatzmagnete« waren. Eine Lamelle diente als »Normalstab«, die beiden andern dagegen wurden zum Aufeinanderlegen benutzt. Bezeichne m die gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus der Lamelle aa Fig. 6 Taf. III in der Entfernung r Centimeter auf der linken Seite der Bussole, dann müßte beim Aufeinanderlegen der beiden andern Lamellen eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus von:

$$m + m = 2m$$

in Erregung seyn, wenn keine gegenseitige Schwächung stattfände, und es müßte ein solches System in der Lage bb , in einer Entfernung:

$$R = r \sqrt[3]{2},$$

die vorher durch die »Normallamelle« abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückbringen, was jedoch nicht eintritt, sondern erst in der Entfernung

$$R_1 < R,$$

konnte ein solches System von zwei Huflamellen, also in der Lage cc , die Nadel wieder auf Null zurückbringen, das nur eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus von

$$x = \frac{R_1^3}{r^3}$$

zur Folge hat.

Ein Verlust an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus hat sonach stattgefunden, welcher dargestellt wird durch

$$x_1 = 2 - x.$$

Auch kann der Procentgehalt leicht angegeben werden, wenn die gemeinschaftliche Quantität 2 des erregten Magnetismus der Zahl Hundert gleich gesetzt wird, und die Procente X , welche alsdann dem Verluste x_1 entsprechen, daraus berechnet werden.

Bei einem Versuche lag die »Normallamelle« in der Entfernung $r = 20^{\text{cm}}$ und einer Ablenkung von 29° . Nachdem die beiden Ersatzlamellen aufeinandergelegt waren, so müßte ein solches System, wenn kein Verlust an Quantität vorhanden, in der Entfernung

$$R = r \sqrt[3]{2} = 20 \times 1,26 = 25,2 \text{ Centimeter}$$

die Nadel wieder auf Null zurückbringen, was jedoch nicht der Fall ist, der gegenseitigen Schwächung wegen. Das System von beiden Lamellen mußte bis in die Lage cc kommen Fig. 6 Taf. III, also in die Entfernung $R_1 = 23^{\text{cm}}$, bis bestimmter Fall eintrat. Die entsprechende gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus x ist

$$x = \frac{R_1^3}{r^3} = \frac{23^3}{20^3} = 1,520.$$

Der durch das Aufeinanderlegen entstandene Verlust war in diesem Falle

$$x_1 = 2 - 1,520 = 0,480,$$

der einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,480}{2} = 24 \text{ Proc.}$$

entspricht.

Was die Stärke der Magnete betraf nach dem Auseinandernehmen, so zeigte die eine Lamelle keine Schwächung, bei der andern jedoch wurde ein sehr geringer Verlust an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus wahrgenommen, im Betrage von 1 bis 2 Procent, da der Unterschied in der Entfernung nur gegen 3^{mm} betrug. Dieser sehr geringe Verlust kann durch das Auseinandernehmen entstanden seyn. Auch muß bemerkt werden, daß das Aufeinanderlegen, so wie das Abheben der Lamellen mit Vorsicht erfolgen muß, ohne beide etwa hin- und herzuschieben, wodurch ein Verlust an magnetischer Action bei der einen Lamelle wohl entstehen kann.

Diesen Versuch wiederholte ich sehr oft, und fand, daß es ungleich schwerer ist, »Ersatzmagnete« in Hufeisenform darzustellen, als solche in der Form von Längsstäben, und habe daher die Meinung, daß dieser geringe Verlust an magnetischer Action bei der einen Lamelle nicht allein durch das Auseinandernehmen entstand, sondern vielleicht auch dadurch, daß die eine Lamelle *nur um sehr Weniges* stärker erregt war, als die andere. Doch waren bei diesen Versuchen mehr Fälle vorhanden, wo beide Lamellen nach dem Auseinandernehmen ihre frühere magnetische Erregung wieder hatten, also ungeschwächt blieben. In diesen Fällen nehme ich an, daß die Darstellung der Ersatzlamellen besonders gut gelungen war. Es geht sonach auch aus diesen Versuchen hervor, daß wenn Ersatzmagnete (mit Sorgfalt dargestellt) in Hufeisenform aufeinander gelegt werden, gleichfalls eine gegenseitige Schwächung stattfindet, und daß bei einem vorsichtigen Auseinandernehmen, unter der Voraussetzung jedoch, daß dieselben vor dem Aufeinanderlegen eine gleiche Stärke hatten, »Ersatzlamellen« nach dem Auseinandernehmen ungeschwächt bleiben.

b. Magnete ungleicher Actionen.

Die Normallamelle lag in der Entfernung $r = 30$ Centimeter bei einer Ablenkung von 23° und einer gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus $= m$. Bezeichnen m_I , m_{II} und m_{III} die entsprechenden gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vor dem Aufeinanderlegen, so bestehen für die drei Hufeisenlamellen gleicher Dimensionen, welche zum Aufeinanderlegen bestimmt, die Relationen:

$$m_I = \frac{r_I^3}{r^3} \times m,$$

$$m_{II} = \frac{r_{II}^3}{r^3} \times m \text{ und}$$

$$m_{III} = \frac{r_{III}^3}{r^3} \times m,$$

wenn r_I , r_{II} und r_{III} ihre zugehörigen Entfernungen von der Mitte der kleinen Nadel der Declinationsbussole bedeuten. Man hat nun zunächst für ihre magnetischen Actionen vor dem Aufeinanderlegen die Werthe gefunden:

$$m_I = \frac{r_I^3}{r^3} \times m = \frac{18,5^3}{30^3} \cdot m = 0,235 m,$$

$$m_{II} = \frac{r_{II}^3}{r^3} \times m = \frac{29^3}{30^3} \cdot m = 0,903 m \text{ und}$$

$$m_{III} = \frac{r_{III}^3}{r^3} \times m = \frac{24,5^3}{30^3} \cdot m = 0,544 m.$$

Es müßte nun auch hier beim Aufeinanderlegen, wenn keine gegenseitigen Schwächungen stattfinden würden, eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus vorhanden seyn, der dargestellt werden könnte durch:

$$m_I + m_{II} + m_{III} + m_{IV} = M = 1,682 m,$$

und in der Entfernung:

$$R = r \sqrt[3]{\frac{M}{m}} = 30 \times \sqrt[3]{1,682} = 35,6^{\text{cm}}$$

müßte ein solches System von drei Hufeisenlamellen ungleicher Actionen, die vorher durch die »Normallamelle«

abgelenkte Nadel der Declinationsbussole wieder auf Null zurückbringen, was auch hier nicht eintrat, der gegenseitigen Schwächungen wegen. Erst in der kleineren Entfernung $R_1 = 29$ Centimeter, also:

$$R > R_1,$$

konnte dieses System von Lamellen in Rede stehende Wirkung hervorbringen, das nur einer gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus von

$$x = \frac{R_1^3}{r^3} \times m = \frac{29^3}{30^3} \times m = 0,903m$$

zukommt.

Der Betrag des Verlustes an magnetischer Action ist:

$$x_1 = M - x = 1,682m - 0,903m = 0,779m,$$

welcher einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,779}{1,682} = 46,3 \text{ Proc.}$$

entspricht.

Die so verbundenen Lamellen wurden nun mit Vorsicht auseinandergenommen, und man hat, wenn m_1 , m_2 und m_3 ihre noch vorhandenen gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen bezeichnen, die Gleichungen für die magnetischen Actionen:

$$m_1 = \frac{r_1^3}{r^3} \times m = \frac{16^3}{30^3} \times m = 0,151m,$$

$$m_2 = \frac{r_2^3}{r^3} \times m = \frac{28^3}{30^3} \times m = 0,813m \text{ und}$$

$$m_3 = \frac{r_3^3}{r^3} \times m = \frac{15^3}{30^3} \times m = 0,125m,$$

wenn r_1 , r_2 und r_3 die entsprechenden Entfernungen von der Mitte der kleinen Nadel der Bussole darstellen.

Folgende Unterschiede an gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen sind entstanden:

$$m_I - m_1 = 0,235m - 0,151m = 0,084m$$

$$m_{II} - m_2 = 0,903m - 0,813m = 0,090m \text{ und}$$

$$m_{III} - m_3 = 0,544m - 0,125m = 0,419m,$$

und nachstehenden Procentgehalten entspricht:

$$X_1 = \frac{100 \times 0,084}{0,235} = 35 \text{ Proc.},$$

$$X_{II} = \frac{100 \times 0,090}{0,903} = 9,9 \text{ Proc. und}$$

$$X_{III} = \frac{100 \times 0,419}{0,544} = 77 \text{ Proc.},$$

wenn die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vor dem Zusammenlegen successive der Zahl Hundert gleich gesetzt werden.

Es geht sonach aus dem vorstehenden Versuche mit Schärfe hervor, daß wenn ungleiche magnetische Actionen, also Hufeisenlamellen aufeinander gelegt werden, eine gegenseitige Schwächung eintritt; daß die hierdurch entstandene gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus nicht gleich der Summe der gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen der einzelnen Hufeisenlamellen ist, und daß nach dem Auseinandernehmen die Lamellen dauernd geschwächt bleiben. Auch zeigt der Versuch weiter, daß stärkere Lamellen weniger verlieren als schwächere; ferner kann, wie hier in diesem Falle vorgekommen, unter Umständen die starke Lamelle die gleiche Wirkung haben, als das Magazin, was daraus zusammengesetzt wurde; es ist daher auch manchmal vorzuziehen, nur mit einer einzigen starken Lamelle zu experimentiren.

Sollen wirklich Magazine von stärkerer Wirkung zusammengesetzt werden, so muß man nur Ersatzlamellen dazu verwenden, da der Verlust im Ganzen genommen geringer, als bei Lamellen von ungleicher Stärke ist, doch wie schon erwähnt, ist die Darstellung derselben eine umständliche und mühsame Arbeit und würde den Preis der Magazine noch mehr erhöhen.

XIV. Eine neue galvanische Kette, respective Batterie für Aerzte und Physiker; vom Kreisphysikus Dr. Pincus in Insterburg.

Die immer grössere Beachtung, welche der constante galvanische Strom in der Therapie findet, in Verbindung mit der Kostspieligkeit und Unbequemlichkeit, welche eine Batterie von einem der jetzt gebräuchlichen Elemente, Daniell, Meydinger, oder gar Grove, Bunsen componirt, bei ihrer Anwendung und Unterhaltung mit sich führt, hatte schon längst bei vielen Aerzten und auch bei mir den Wunsch nach einer bequemerem und compendiöseren Form der Batterie bei gleicher Wirksamkeit rege gemacht.

Nach vielen mit verschiedenen Stoffen unternommenen Versuchen, wobei ich ebenso eine bedeutende elektromotorische Kraft und Constanz, wie Compendiosität und möglichste Befreiung von den mannigfachen Uebelständen im Auge hatte, die den bereits bekannten Ketten anhängen, bin ich zu einem Resultat gelangt, das mich wie Alle, die ich bisher mit derselben vertraut machte, zu dem Glauben veranlafte, dafs die neue von mir construirte Kette nicht nur den ursprünglich erstrebten medicinischen Zwecken auf's vollkommenste genügt, sondern dafs das Princip für alle andern Zwecke sich brauchbar erweisen wird.

Um diesem Aufsatze im allgemeinen Interesse von vornherein bei Physikern und Aerzten einige Aufmerksamkeit zu sichern, sey es mir vergönnt, vorgreifend zu erwähnen, dafs der Mechaniker Carogatti in Königsberg nach meinen Angaben eine Batterie construiert hat, die bei einer aus Reagirgläschen bestehenden Elementenzahl von 40 Stück noch keinen halben Cubikfufs Raum einnimmt, dafs schon vier dieser Elemente zur Wasserzersetzung und zum Telegraphiren von Insterburg nach Königsberg auf eine Strecke von 12 Meilen mit einem Morse ohne Relais ausreichen. Ferner, dafs unter den Aerzten und Naturforschern, die sich von

der Wirksamkeit und Constanz meiner Batterie überzeugt und sie der größten Beachtung werth finden, Namen wie Waagner, v. Wittich, Burow, Moser in Königsberg, Poggendorff, v. Horn in Berlin, v. Liebig, Wöhler u. A. vorkommen.

Das Princip ist so einfach und naheliegend, es bietet so viele, längst bei der constanten Kette erstrebte Vortheile, daß es fast unbegreiflich erscheint, daß man nicht schon längst darauf gekommen. Es besteht einfach in der Anwendung von *Chlorsilber* an der *negativen Elektrode* zur Verhütung der Polarisation, also zur Oxydation des freiwerdenden Wasserstoffs in einem einfachen Volta'schen Element. Die leichte Zersetzbarkeit aller Silbersalze, also auch des Chlorsilbers, durch den galvanischen Strom verhindert, wenn sich Chlorsilber mit der negativen Elektrode, also *Silber*, *Platin*, *Kohle* in der Kette in Berührung findet, so leicht und vollständig jede Polarisation durch Oxydation des freiwerdenden Wasserstoffs, daß die Constanz vollkommener ist, wie bei irgend einem andern Element und so lange vorhält, als sich noch eine Spur von unzersetztem Silbersalz vorfindet, wobei die elektromotorische Kraft, welche der drei oben genannten Stoffe man auch dem Zink als Kathode gegenüberstellt, zum mindesten *der* zwischen Silber und Zink, zu einem einfachen Element verbunden, gleichkommen muß. Nach diesen einleitenden Bemerkungen über das Princip wird die Beschreibung der einfachen Zelle und der Batterie, wie ich sie bis jetzt construiert, am Platze seyn.

In einem Reagirgläschen von 7 bis 8 Zoll Länge und $\frac{3}{4}$ Zoll Weite, welches mit verdünnter Schwefelsäure oder einer Chlornatriumlösung bis auf $\frac{4}{5}$ gefüllt ist, taucht bis zum Boden des Gläschens ein fingerhutartiges kleines Gefäß von dünnem, chemisch reinem Silberblech, das *etwa einen Quadratzoll* (!) Oberfläche bietet und eine beliebige Quantität Chlorsilber enthält. Ein durch Glas oder Guttapercha isolirter Leitungsdraht ist an das Silber gelöthet und ragt aus dem Gläschen hervor. Das Glas ist mit einem Kork geschlossen. Ein Stückchen reines amalgamirtes Zink von

beliebiger Form und von etwa einem Quadratzoll Oberfläche, an welchem ein durch eine Glasröhre sorgfältig isolirter Leitungsdraht von Kupfer angelöthet ist, taucht in die Erregungsflüssigkeit und läßt sich, da sein Leitungsdraht in dem durchbohrten Kork verschiebbar ist, leicht und beliebig dem Silber nähern und von ihm entfernen, und auch bis über die Oberfläche der Flüssigkeit in die Höhe ziehen. Eine beliebige Anzahl solcher hintereinander verbundenen Elemente in einem passenden Gestelle von Holz, bildet die Batterie, deren Intensität wie natürlich mit der Anzahl der Elemente steigt und fällt. Diese Kette hat, so weit ich dieß bis jetzt habe feststellen können, folgende Eigenschaften:

Beim Schließen der Kette wird unter Erzeugung eines kräftigen Stromes Chlorsilber zu pulverförmigem Silber reducirt, wobei es gleichgültig ist, ob das Silbersalz in *geschmolzenem* Zustande angewendet war oder nicht. Auf ein Aequivalent reducirtes Silber wird ein Aequivalent Zink in Zinkchlorid umgewandelt, ohne dafs eine Spur von Wasserstoff, wie schon erwähnt, an irgend einem Punkte der Kathode auftritt, während die *vollendete Zersetzung alles vorhanden gewesenen Chlorsilbers* sich durch lebhafte Wasserstoffentwicklung am Silber deutlich markirt. Die Unlöslichkeit und specifische Schwere des Chlorsilbers macht eine Thonzelle überflüssig und verhindert selbst bei unsanften Bewegungen die Berührung des Elektrolyten mit dem Zink, so dafs eine solche Batterie ohne alle Gefahr von einem Orte zum andern transportirt werden kann, und auch ziemlich bedeutender Temperaturwechsel ganz unschädlich ist. Meine kleine Probekette ist demnach auch im gefüllten Zustande, ohne merkliche Störung, von *München nach Stuttgart*, von dort nach Ems gebracht worden.

Der durch Schließen der Miniaturkette, resp. Batterie erzeugte Strom ist so kräftig, dafs schon *ein Element* die Nadel eines wenig empfindlichen Galvanometers bedeutend und dauernd ablenkt, dafs *drei bis vier Elemente* hintereinander verbunden Wasser zersetzen und dafs, wie schon

erwähnt, mit einer gleichen Zahl von der Station Insterburg nach Königsberg mit Hülfe eines Morse ohne Relais eine Verständigung möglich war. Eine Combination von 10 solchen Elementen bringt als *physiologische Wirkung* nicht blofs bedeutende Geschmacks- und subjective Lichtempfindungen, sondern schon ein sehr lebhaftes Brennen, selbst auf der weniger empfindlichen Haut der Hand hervor. Zwanzig Elemente erzeugen, wenn die Pole richtig angesetzt sind, Muskelzuckungen, resp. Contractionen und ein nicht zu ertragendes Gefühl von Brennen, wenn die Berührungspunkte des Zinkpols mit der Haut klein sind (Drahtpinsel etc.). Bei 30 oder gar 40 Elementen treten selbst bei kurzer Berührungsdauer wirkliche Verbrennungserscheinungen, sich durch bedeutende Röthung und Aufspringen von Blasen markirend, ein, und die Berührung der Pole mit der Haut wird auch bei wenig empfindlichen Personen kaum über einige Secunden hinaus ertragen.

Was die Constanz betrifft, die sich schon theoretisch als im hohen Grade vorhanden im Voraus annehmen läßt, so habe ich beim Schliessen der Kette durch ein Galvanometer von etwa 10 Meilen Telegraphenleitungsdraht Widerstand bei wiederholten Versuchen eine stundenlang unverrückte Ablenkung der Magnetnadel beobachtet, und was mehr sagen will, sogar die geringe Ablenkung der Nadel einer Tangentenbussole bei längerer Schließungsdauer unverändert gefunden.

Die elektromotorische Kraft dieser Kette in Verhältniß zu andern genau zu bestimmen, hat es mir noch an Zeit und an feinen Meßinstrumenten gemangelt, aber abgesehen von den oben mitgetheilten, eine bedeutend elektromotorische Kraft voraussetzenden Wirkungen, läßt sich meines Dafürhaltens theoretisch im Voraus behaupten, daß sie größer seyn muß, als die eines Daniell'schen Elements bei gleicher Erregungsflüssigkeit, da sowohl das Silber, wie der Elektrolyt, das Chlorsilber sich dem Kupfer und dessen Salzen gegenüber elektronegativ verhält, daß also die elektrische Spannung zwischen Zink und Silber und dessen Salzen

nothwendig gröfser seyn mufs, als die zwischen Zink und Kupfer und dessen Salzen, natürlich immer unter sonst gleichen Umständen. Die elektromotorische Kraft wird höchst wahrscheinlich sich mehr der eines Bunsen oder Grove, als der eines Daniell nähern.

Auch die Widerstände in der Kette sind noch nicht gemessen, meines Dafürhaltens aber auch eigentlich gar nicht genau bestimmbar, denn man hat es ja bei diesem Princip wie bei keinem anderen, ganz in seiner Gewalt, die Widerstände einfach durch Annähern oder Entfernen des Zinks vom Silber beliebig zu vergrößern oder zu verringern, wobei die Gröfse der Elektroden *vorläufig* ganz unberücksichtigt bleiben kann. Dieser Vorzug macht die Chlorsilberkette im Allgemeinen eigentlich zu einer Universalkette, mehr wie andere überall anwendbar, *ob im Schließungsbogen grofse oder geringe Widerstände vorhanden sind*. Was in dieser Beziehung von der Kette gilt, ist, wie natürlich, auch für die Batterie Gesetz. Wie immer diese Verhältnisse auch seyn mögen, so steht durch Versuche so viel fest, dafs die kleine Batterie in der Form, wie ich sie habe construiren lassen, im Stande ist, grofse Widerstände im Schließungsbogen zu besiegen und zwar mit einer verhältnifsmäfsig geringen Anzahl von Elementen. Dies beweist die Wasserzersetzung, das Telegraphiren mit schon vier Elementen, dies beweisen die bedeutenden physiologischen Wirkungen zur Genüge. Bei den in Berlin in Gegenwart des Hrn. Prof. Poggendorff angestellten Versuchen, der mir gütigst gestattet hat, mich in diesem Aufsatze auf ihn beziehen zu dürfen, wurde in einem gewöhnlichen Telegraphengalvanometer von 20 deutschen Meilen Telegraphenleitungswiderstand die Nadel bei 40 Elementen um 54° , bei 30 Elementen um 48° , bei 10 Elementen noch um 32° dauernd abgelenkt. Bei Einschaltung des ungeheuren Widerstandes, den die Inductionsrolle eines grofsen Stöhrer'schen Inductionsapparates bietet, wurde bei 40 Elementen noch eine Ablenkung von 20° beobachtet, ja selbst bei 20 Elementen zeigte sich noch der Durchgang eines, wenn auch nur sehr schwachen, Stromes.

Mit Ausnahme der Telegraphirungsversuche hat sich Hr. Prof. Poggendorff von den oben mitgetheilten Wirkungen und Eigenschaften meiner Kette selbst zu überzeugen mir die Ehre erwiesen.

Die Dauer der Constanz und der ungeschwächten Wirksamkeit überhaupt ist nach dem Angeführten selbstverständlich von der Menge des Chlorsilbers, von der Schließungsdauer und vor Allem von dem Widerstande im Schließungsbogen abhängig. Bei dem ungeheuren Widerstande, den die thierischen Gewebe dem Durchgange des Stromes bieten, und bei der großen Reizempfindlichkeit der Nerven für denselben, kommt es daher durchaus nicht auf die Größe, sondern auf die elektromotorische Kraft und auf die Menge der Elektroden an, ein Umstand, der sehr zum Nachtheile der Billigkeit und Bequemlichkeit der zu medicinischen Zwecken angewandten Batterien bisher unberücksichtigt geblieben ist. Da ferner die Elektrolyse in der Kette im umgekehrten Verhältniß zu dem Leitungswiderstande steht, so kann bei der medicinischen Anwendung des constanten Stromes nur sehr wenig Chlorsilber zur Zersetzung kommen. Dieß bürgt meiner Batterie trotz ihrer Compendiosität für diese Zwecke wenigstens eine verhältnißmäßsig lange Wirksamkeit, besonders da in dieser Art von Ketten die Zersetzung des Elektrolyten bei offener Kette unmöglich ist. Trotz der scheinbaren Kostbarkeit des Füllungsmaterials ist daher der wirkliche Kostenaufwand durch den Gebrauch ein kaum nennenswerther, denn das in Pulverform reducirte Silber läßt sich ja immer wieder leicht in Chlorsilber umwandeln oder sonst ohne Verlust verwerthen, vielleicht als die feinste Bronze, die bisher dargestellt wurde. Es sey hier übrigens noch bemerkt, daß etwa 4 Loth Chlorsilber zur Füllung einer Batterie von 40 Elementen hinreichen, die nach wochenlangem häufigem Gebrauch jetzt noch in unveränderter Wirksamkeit fortbesteht, und daß der ganze Silberwerth dieser Batterie in Silberblech und Silbersalz kaum 12 Thaler beträgt. Die Wirksamkeit, Constanz, Compendiosität und relative Billigkeit dieser Art von Batterien macht

sie für medicinische Zwecke nach meinem und nach dem Dafürhalten aller Aerzte, die sie bisher gesehen, äußerst brauchbar und ich gebe mich der Hoffnung hin, daß mit ihrer Hülfe die Behandlung mit dem constanten Strom sehr bald aus ihrer Specificität heraustreten, und Aerzten wie Patienten allgemein zugänglich werden wird. Für meine Herren Collegen begnüge ich mich, ohne auf die nähere Beschreibung der einzelnen Theile einzugehen, mit der Angabe, daß die Herren Moewig, Firma: C. Carogotti in Königsberg, und Rohrbeck, Firma: Luhme in Berlin, solche kleine transportable Batterien, die für alle medicinische Zwecke vollkommen ausreichen, zu dem Preise von 30 bis 40 Thaler bereits anfertigen lassen.

Für den Physiker bedarf es kaum der Erwähnung, daß das angegebene Element je nach den verschiedenen Zwecken, nach Form, Dimension, Anordnung der einzelnen Theile, nach Vergrößerung oder Verringerung des Leitungswiderstandes in der Zelle selbst, sey es durch Annäherung der Elektroden, sey es durch Vertauschung der Erregungsflüssigkeiten, der mannigfachsten Modificationen fähig ist. Durch beliebige Vergrößerung der wirkenden metallischen Oberflächen, und Verringerung des Leitungswiderstandes in der Zelle selbst werden sich Ströme von bedeutender Elektrizitätsmenge erzeugen lassen, so daß, wie ich nicht zweifle, das Princip auch für die Galvanokaustik, für Erregung von bedeutenden Licht- und Wärmeeffecten überhaupt Anwendung finden kann. Daß es ferner einer technischen Anwendung zum Vergolden und Versilbern und zum Telegraphiren fähig ist, versteht sich von selbst. Die Hauptsache ist, daß wir in dem Chlorsilber einen lange gesuchten Stoff gefunden haben, der die Erzeugung starker constanter Ströme, ohne Zwischenzellen, ohne lästige Gasentwicklung, ohne Stoffvergeudung beim Nichtgebrauch ermöglicht, und daß die Chlorsilberkette, resp. Batterie von allen bisher bekannten den Vorzug größserer Transportabilität und beliebiger und leichterer Vergrößerung und Verringerung des Leitungswiderstandes in der Kette selbst bei gleichbleiben-

der Constanz voraus hat. Weitere Angaben über die Resultate der noch anzustellenden Messungen, sowie über im Gange befindliche Versuche mit Ketten von größerer Oberfläche und anderer Form behalte ich mir vor.

Ems, im August 1868.

**XV. *Darstellung eines künstlichen Spectrums mit einer Fraunhofer'schen Linie;*
von A. Wüllner.**

Nach der von Hrn. Kirchhoff gegebenen Erklärung der Fraunhofer'schen Linien entstehen dieselben dadurch, daß das von dem festen Sonnenkern ausgesandte Licht bestimmter Wellenlängen in der glühenden den Sonnenkern umgebenden Atmosphäre absorbiert wird. Würde die Sonnenatmosphäre allein uns Licht zusenden, so würden diese Linien, vorausgesetzt, daß die Intensität des von der Atmosphäre ausgehenden Lichtes groß genug sey, uns hell auf dunklem Grunde erscheinen müssen. Möglicherweise wird diese Umkehr bei der im August eintretenden totalen Sonnenfinsternis beobachtet werden.

Es sey mir gestattet einen Versuch mitzutheilen, der an einer irdischen Lichtquelle die Erscheinungen gerade so zeigt, wie sie Hr. Kirchhoff aus der Absorption des Lichtes in Flammen für die Sonne gefolgert hat.

Läßt man durch eine Geißler'sche Spectralröhre der gewöhnlichen Form mit Hülfe der Holtz'schen Maschine in rascher Folge die Entladungen einer Leydener Flasche von etwa 1 Quadratfuß innerer Belegung bei sehr kleiner Schlagweite hindurchgehen, während die Röhre vor dem Spalte eines Spectrometers sich befindet, so sieht man zunächst das Spectrum des in der Röhre eingeschlossenen Gases, wie beim Durchgang eines kräftigen Inductionsstroms.

Vergrößert man die Schlagweite nur wenig, so tritt zu dem Spectrum des Gases die Natriumlinie, wie sie sich auch zeigt, wenn man bei Anwendung des Inductionsstroms den vor dem Spalt befindlichen capillaren Theil des Spectralrohres erhitzt. Die Natriumlinie ist bei passend gewählter Schlagweite so hell, daß sie die Linien des Gasspectrums, etwa des Wasserstoffs, wenn man eine Wasserstoffspectralröhre genommen, an Intensität weit übertrifft. Vergrößert man die Schlagweite um ein Geringes, so treten zu den eben erwähnten Linien die hellen Linien des Calciumspectrum in einer Schönheit und Schärfe, daß man wohl auf keinem andern Wege ein so schönes Calciumspectrum erhalten kann. Geht man dann über die Schlagweite, die dieses Spectrum geliefert hat, noch hinaus, so ändert sich die ganze Erscheinung. Die Lichtlinie in der Spectralröhre wird von blendender Helligkeit, so zwar, daß sie selbst bei Tageslicht betrachtet ein lang andauerndes Nachbild im Auge liefert. Im Spectrometer zeigt diese Lichtlinie ein bedeutend helles continuirliches Spectrum, in welchem jedoch die Stelle der Natriumlinie vollständig dunkel erscheint; wir erhalten also ein künstliches Spectrum mit *einer* dunklen, oder da die Entstehungsweise derselben die nämliche ist, mit *einer* Fraunhofer'schen Linie.

Daß diese Linie gerade so entsteht, wie nach Hrn. Kirchhoff die Fraunhofer'schen des Sonnenspectrums, das ergibt sich deutlich, wenn man die Röhre nach dem Versuche betrachtet; die Innenwand des capillaren Rohres zeigt sich nämlich dann von losgerissenen Glassplittern sehr stark corrodirt, so daß, wenn man den Versuch oft wiederholt hat, das Glas vollständig matt geworden ist. Diese Glassplitter, welche jeder Entladungsschlag losreißt, kommen durch denselben zum lebhaftesten Glühen, und das Licht dieser glühenden festen Theile liefert das blendende continuirliche Spectrum. Diese festen Theile glühen nun aber in einer Atmosphäre von Natriumdampf und dieser hält dasselbe Licht, welches man vor Losreißen der festen Theile beobachtete, in sich zurück; es bildet sich in Folge dessen

dort, wo dieses Licht im Spectrum seyn müßte, eine dunkle Stelle. Man sieht also hier in ihren einzelnen Stadien die Bildung der Fraunhofer'schen Linien, indem die Entladung der Leydener Flasche zunächst die glühende Atmosphäre erzeugt, welche durch die helle Linie erkannt wird, und dann in derselben den viel heller glühenden Kern. Mit der Bildung des glühenden festen Kernes wird die von der Atmosphäre gelieferte helle Linie dunkel.

Man sollte erwarten, daß außer der Natriumlinie auch die Calciumlinien und die des Gases dunkel erscheinen. Ich habe aber diese Linien nicht wahrnehmen können; der Grund liegt wohl darin, daß der Calciumdampf nicht hinreichend dicht ist, um die Absorption des ihm entsprechenden Lichtes so stark werden zu lassen, daß eine Umkehr der Linien eintreten kann.

Bonn, Juni 1868.

Anfrage. — Prof. J. Müller in Freiburg wünscht zu wissen, ob irgendwo eine optische oder mechanische Werkstätte bestehe, aus welcher man gute Planspiegel mit Silberbelegung, solche nämlich, bei welchen die äußere polirte Silberschicht zur Lichtreflexion dient, für einen nicht allzu hohen Preis beziehen könne. Spiegel von 18 bis 20 Centm. Länge und 5 bis 6 Centm. Breite, wie sie zu Heliostaten gebraucht werden, würden ihm genügen.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXV.

*1. Magnetische Untersuchungen;
von G. Wiedemann.*

Ueber den Magnetismus der chemischen Verbindungen.

Bei den neueren Untersuchungen über die Constitution der chemischen Verbindungen hat man sich namentlich bemüht, die physikalischen Eigenschaften derselben und ihren Zusammenhang untereinander durch die Annahme von getrennten Molecülen zu erklären, welche in gewissen Lagen nebeneinander geordnet sind. Die Bestimmung der Art der Gruppierung dieser Molecüle, so wie der Mengen der verschiedenen einfachen und zusammengesetzten Stoffe, welche in den Verbindungen als gleichwerthig an Volum und Gewicht angesehen werden können, ist eine der Hauptaufgaben der neueren Chemie geworden. Ihre Lösung ist vorzüglich durch das Studium der sogenannten organischen Verbindungen angebahnt worden. Für dieses Forschungsgebiet besitzen wir neben dem chemischen Verhalten der Verbindungen die wichtigsten Anhaltspunkte auch in ihren physikalischen Eigenschaften. Dagegen fehlen uns die Hilfsmittel fast gänzlich, wenn wir untersuchen wollen, welches die Eigenschaften der einzelnen Atome der einfachen Körper selbst in ihren Verbindungen sind, wie weit sie dieselben in den verschiedenen Combinationen constant bewahren, und unter welchen Bedingungen sie dieselben ändern. Die Bestimmung des specifischen Gewichts und der specifischen Wärme, der Krystallform und der Brechungsverhältnisse des Lichts, so wichtig sie für das Studium der Atomgruppierungen sind, geben in dieser Beziehung keine wesentlichen

Aufschlüsse; die spectralanalytische Untersuchung der Verbindungen liefert ebenfalls kein einfaches Resultat, die Elektrolyse, durch welche wir unmittelbar aus vielen Verbindungen den einen oder anderen ihrer einfachen Bestandtheile abscheiden können, ergibt neben dem elektropolaren Verhalten die Gleichwerthigkeit derselben in quantitativer Beziehung, die ja in gewissen Fällen, z. B. beim Eisen in den Oxydul- und Oxydsalzen durch verschiedene Mengen ($\text{Fe} = 28$ und $\text{fe} = \frac{2}{3} \text{Fe}$) desselben Stoffes repräsentirt wird. Der einfache Stoff selbst geht aber häufig im Moment seiner Abscheidung aus dem Zustand, den er in der Verbindung selbst besaß, in eine andere allotrope Modification über, und nur zuweilen gestatten kleine Mengen, die dieser Umwandlung entgangen sind, wie z. B. das Ozon bei der Elektrolyse sauerstoffhaltiger Verbindungen, einen immerhin ziemlich unsicheren Schluss auf sein Verhalten in der Verbindung selbst.

Von großem Interesse erscheint es daher, daß gewisse magnetische Stoffe auch noch ihre magnetischen Eigenschaften behalten, wenn sie Verbindungen mit anderen Körpern eingehen, und es scheint dadurch die Möglichkeit geboten zu seyn, diese Stoffe gewissermaßen bis in ihre Verbindungen hinein zu verfolgen und zu untersuchen, wie weit ihre Eigenthümlichkeiten mit denen ihrer Verbindungen in Beziehung stehen. Wir dürfen wohl vermuthen, daß, so lange die Stoffe ihren Magnetismus in den verschiedenen Verbindungen unverändert bewahren, ihre Atome selbst unverändert aus der einen Verbindung in die andere übergehen, und daß eine Aenderung des Magnetismus auch eine Aenderung des magnetischen Atoms, sey es durch eine Spaltung in kleinere Theile, sey es durch eine Verdichtung verräth. Einige früher von mir veröffentlichte Untersuchungen (diese Annalen Bd. CXXVI, S. 1 1865) auf diesem Gebiete geben vielleicht der Hoffnung Raum, daß die Bemühungen in dieser Richtung nicht ganz vergeblich seyn dürften.

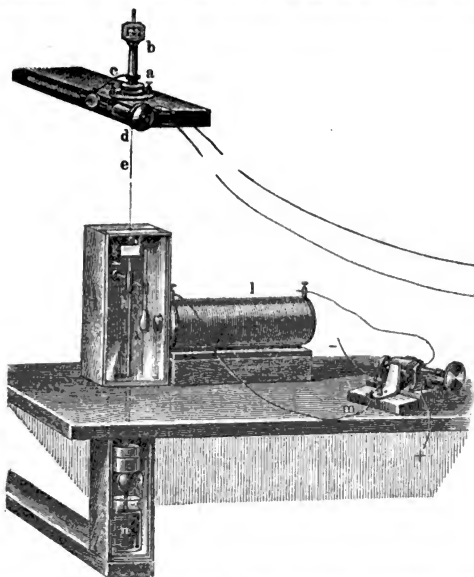
Bezeichnen wir den durch die magnetisirende Kraft Eins erregten temporären Magnetismus je eines Atoms der Ver-

bindungen mit dem Namen Atommagnetismus der Verbindungen, so hatte sich ergeben, daß der Atommagnetismus der einer bestimmten Oxydationsstufe entsprechenden Verbindungen eines Metalls, also sowohl der Sauerstoffsalze wie der Haloïdsalze, stets derselbe ist, gleichviel ob die Salze fest oder wasserfrei, oder mit Wasser verbunden als Hydrate, oder auch in Lösungen untersucht wurden. Die Atommagnetismen der Nickeloxydul-, Cobaltoxydul-, Eisenoxydul-, Manganoxydulsalze verhielten sich wie die Zahlen 142, 313, 387, 468, wo also der Atommagnetismus der Cobaltoxydulsalze sehr nahe in der Mitte zwischen den Atommagnetismen der Nickel- und Manganoxydulsalze, der der Eisenoxydulsalze sehr nahe zwischen denen der Cobalt- und Manganoxydulsalze steht. Der Atommagnetismus der Eisenoxyd- und Chromoxydsalze wird (bei gleichem Eisengehalt, wie in den Oxydulsalzen, und dem äquivalenten Chromgehalt) durch die Zahlen 466 und 190,^s ausgedrückt. ¹⁾

Es schien mir der Mühe nicht unwerth, diese Untersuchungen von dem oben angeführten Gesichtspunkt aus weiter fortzusetzen. Ich versuchte deshalb zunächst, die Constanz des Atommagnetismus der verschiedenen Salze auch noch an den Verbindungen anderer, als der erwähnten Metalle zu constatiren. Die Untersuchungen wurden ganz in derselben Weise, wie die früheren, angestellt, nur daß die Dimensionen des Apparats in einzelnen Theilen etwas andere waren. Die Torsionswaage (siehe umstehende Figur), an der die magnetischen Stoffe vor dem Elektromagnet aufgehängt waren, hing an einem dünneren, sehr hart gezogenen Neusilberdrahte von 0,23^{mm} Durchmesser und 730^{mm} Länge. Der Elektromagnet bestand aus einem horizontal liegenden, vorn halbkugelförmig abgerundeten Eisenstabe von 350^{mm} Länge und 31^{mm} Dicke, der mit 1470 Windungen von übersponnenem Kupferdraht von 1^{mm},3 Durchmesser umwunden war. Der in einer Kupferhülse schwebende magnetische Stahlspiegel, dessen Ablenkungen das Moment

1) In Bezug auf die Literatur erlaube ich mir nochmals auf mein Werk über Galvanismus u. ff. Bd. II, S. 549 u. flgde. zu verweisen.

des Elektromagnets bestimmten, war 2530^{mm} östlich vor dem abgerundeten Ende des letzteren aufgestellt. Die Scala mit



Fernrohr, durch welche die Ablenkungen gemessen wurden, befand sich 1500^{mm} westlich vom Spiegel, zwischen demselben und dem Torsionsapparat. Vor letzterem stand in nördlicher Richtung in einer Entfernung von 2080^{mm} die zweite Scala mit Fernrohr, durch welche mittelst des an dem Torsionsapparate angebrachten Spiegels *g* seine Ablenkungen bestimmt wurden.

Wie früher wurde durch Drehung des die Torsionswaage tragenden Kopfes *b* während der Einwirkung des Magnetes dieselbe auf den Nullpunkt der Scala eingestellt, und nach Aufhebung des magnetisirenden Stroms die Ablenkung *T* der Torsionswaage an der Scala abgelesen. Die entsprechende Ablenkung des Stahlspiegels im Magnetometer wäh-

rend der Schließung des Stromes sey M , das daraus berechnete magnetische Moment des Magnets M_i ; dann ist wie früher das der Einheit des Magnetismus des Magnets entsprechende magnetische Moment der untersuchten Substanz $\frac{T}{M_i}$.

Die untersuchten Substanzen wurden theils in dem schon früher benutzten kolbenförmigen Glasgefäß (A) untersucht, welches oben mit einem Glasstöpsel verschlossen wurde, und abwechselnd bis zu einer Marke I, bis zu der es 14 CC Wasser faßte, oder bis zu einer zweiten Marke II gefüllt war, bis zu der es 16,4 CC. faßte. Diese Abänderungen der Versuche sollen im Folgenden durch die Bezeichnungen A_1 und A_{II} bezeichnet werden. Bei anderen Versuchen befanden sich die Substanzen in einem zweiten Glasgefäß (B), welches aus einer flachgedrückten an ein vertikales Glasrohr von 8^{mm} Durchmesser angeblasenen Glaskugel bestand. Die abgeplatteten kreisförmigen Flächen derselben lagen vertical; sie hatten einen Durchmesser von 30^{mm} und befanden sich in einem Abstand von 7^{mm} von einander.

Um die zu verschiedenen Zeiten bei geänderter Stellung des Apparats gemachten Beobachtungen mit einander vergleichen zu können, wurde bei jeder Beobachtungsreihe das magnetische Moment einer bestimmten stark sauren Lösung von Eisenchlorid gemessen. Nach Abzug des (negativen) Magnetismus des Lösungswassers und Glasgefäßes wurde der erhaltene Werth mit dem Gewicht des in der Lösung enthaltenen Eisens dividirt und mit 28 multiplicirt, um so den Atommagnetismus zu berechnen. Derselbe wurde ebenso, wie die übrigen Zahlenwerthe derselben Reihe, mit einem Factor α multiplicirt, um ihn in allen Fällen der bei den früheren Beobachtungen gefundenen Zahl 466 gleich setzen zu können.

1. Magnetismus der gelösten Didym-, Cer- und Lanthansalze.

Die Didymsalze waren aus dem schwefelsauren Salz durch Fällern mit Kali, Auswaschen und Lösen des gefällten

Oxydhydrats in den verschiedenen Säuren, die Ceroxydulsalze in gleicher Weise aus dem mittelst schwefligter Säure zu Oxydulsalz reducirten schwefelsauren Ceroxydoxydul erhalten. Das schwefelsaure Lanthanoxydul wurde nur fest verwendet. Die schwefelsauren Salze waren von Hrn. Trommsdorff in Erfurt bezogen; sie enthielten nur äußerst geringe Spuren von Eisen; Schwefelcyankaliumlösung gab in den, mit Salpetersäure oxydirten, Lösungen der Salze nur eine sehr schwach röthliche Reaction.

1. Bei Untersuchung der *Lösungen* in dem runden Glasgefäß (A_1) wurden folgende Resultate erhalten.

Lösungen	M	M_i	T	$\frac{T}{M_i^2}$
Schwefelsaures Didymoxyd	164,5	54,2	—3	—1,02
	212	69,9	—4,5	—0,92
Salpetersaures Didymoxyd	165	54,4	16	5,41
	211,5	69,7	27	5,56
Didymchlorid	164	54,1	29,2	9,98
	211,5	69,7	49,8	10,25
Essigsäures Didymoxyd	163,7	54	16	5,49
	211	69,5	25,5	5,28
Eisenchlorid	163	53,7	140	48,55
	210	69,3	230,5	47,99
Schwefelsaures Ceroxydul	163,5	53,9	—10	—3,44
	212,5	69,9	—13,8	—2,80
Salpetersaures Ceroxydul	165	54,4	135	4,56
	214,5	70,6	22,2	4,45
Cerchlorür	166,5	55,4	13,3	4,33
	215,5	70,9	22	4,38
Wasser	165,5	54,6	—16,4	—5,50
	215	70,7	—28,1	—5,62

Die Werthe $\frac{T}{M_i^2}$ sind hier, wie in allen folgenden Tabellen, mit 100 multiplicirt.

Der Gehalt der Lösungen der Cer- und Didymisalze wurde durch Fällen mit oxalsaurem Ammoniak, der des Eisenchlorides durch Fällen mit Ammoniak, Auswaschen und Glühen der Niederschläge und Wägen des erhaltenen Ceroxydoxyduls, Didymoxyds und Eisenoxyds bestimmt. — In

der folgenden Tabelle bezeichnet m den mittleren Werth der, bei jedem Salz erhaltenen beiden Werthe $\frac{T}{M_r^2}$, von denen der Magnetismus des mit Wasser erfüllten Gefäßes subtrahirt ist. G ist das Gewicht des Metalls in der Lösung, $\alpha \frac{G}{m}$ der mit dem Factor $\alpha = 0,122$ multiplicirte Magnetismus der die Gewichtseinheit des Metalls enthaltenden Salzmenge, μ der durch Multiplication mit dem Atomgewicht des Metalls ($Dy = 47,48$, $Ce = 46$, $Fe = 28$) aus letzterem Werth berechnete Atommagnetismus des Salzes.

	m	G	$\alpha \frac{m}{G}$	μ
Schwefelsaures Didymoxyd	4,54	0,249 Dy	2,22	105,4
Salpetersaures Didymoxyd	10,99	0,611	2,19	104,2
Didymchlorür	15,62	0,861	2,21	105,1
Essigsäures Didymoxyd	10,89	0,596	2,23	105,7
Eisenchlorid	53,78	0,394 Fe	16,64	466
Schwefelsaures Ceroxydul	2,44	0,263 Ce	1,13	52,0
Salpetersaures Ceroxydul	10,07	1,160	1,06	48,7
Cerchlorür	9,91	1,169	1,03	47,6

Von diesen Werthen dürfte der beim schwefelsauren Ceroxydul erhaltene wegen der Kleinheit des beobachteten Magnetismus am wenigsten zuverlässig seyn.

Als Mittel dieser Bestimmungen folgt

der Atommagnetismus der Didymoxydsalze 105,5

der " " " Ceroxydulsalze 48,1.

Der erstere ist also $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$, der letztere $\frac{1}{5}$ so groß, wie der der Eisenoxydsalze (vgl. auch die Bestimmungen bei den festen Salzen).

2. Magnetismus der gelösten Kupfersalze.

Von sehr großem Interesse ist das magnetische Verhalten der Salze des Kupfers. Die Kupferoxydsalze wurden aus möglichst reinem käuflichem Kupfervitriol dargestellt. Die Lösung desselben wurde mit kleinen Quantitäten Salpetersäure behandelt, das auskrystallisirte Salz gelöst und die Lösung mit einer kleinen, aus einem Theil derselben durch eisenfreie Kalilauge gefällten Menge von Kupferoxyd

digerirt, sodann abfiltrirt und zum Krystallisiren gebracht. Die gewonnenen Krystalle wurden wiederholt umkrystallisirt. Sie zeigten beim Auflösen, Fällen der angesäuerten Lösung mit Schwefelwasserstoffgas und Vermischen der abfiltrirten und durch Kochen mit Salpetersäure oxydirten Flüssigkeit mit Schwefelcyankaliumlösung eine, selbst beim Schütteln mit Aether, nur äußerst schwache Reaction auf Eisen. — Durch Fällen der Lösung des schwefelsauren Kupferoxyds mit eisenfreier Kalilösung und Auflösen des ausgewaschenen Niederschlags in verschiedenen Säuren wurden die Lösungen der übrigen Salze erhalten. Die Kupferoxydsalze erwiesen sich als *magnetisch*.

1) Lösungen, untersucht im runden Glasgefäß (A_1).

Unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen ergab sich:

Lösungen	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
Schwefelsaures Kupferoxyd	164	53,4	32	11,2
	215	69,8	55	11,6
Salpetersaures Kupferoxyd	161,5	52,5	77,5	28,1
	212	68,9	132,2	27,9
Kupferchlorid	162	52,7	88,5	31,9
	212	68,9	152	32,0
Essigsäures Kupferoxyd	159,5	57,9	— 6,2	—2,3
	207,5	67,3	—11	—2,4
Wasser	164	53,4	—20,5	—7,2
	217	70,5	—36,5	—7,3
Eisenchlorid	157,5	51,2	159	60,6
	205	66,7	265,2	59,6

2) Lösungen, untersucht im flachen Glasgefäß (B).

Lösungen	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
Kupferbromid	157	52,1	49,5	18,3
	201,3	66,7	80	18,0
Wasser	157	52,1	— 7	—2,6
	199,5	66,1	—12,5	—2,9
Eisenchlorid	158	52,1	85,5	31,0
	202	66,9	137	30,6

Der Gehalt der Lösungen wurde theils durch Fällen mit Kali als Kupferoxyd, theils durch Fällen mit Zink als Kupfer bestimmt. So ergab sich nach Abzug des Magnetismus des mit Wasser gefüllten Gefäßes (für die erste Reihe $\alpha = 0,0964$, für die zweite $\alpha = 0,0668$).

Lösungen	<i>m</i>	<i>G</i>	$\alpha \frac{m}{G}$	μ
Schwefelsaures Kupferoxyd	18,6	1,153	1,559	49,5
Salpetersaures Kupferoxyd	35,2	2,130	1,597	50,7
Kupferchlorid	39,2	2,452	1,541	48,9
Essigsäures Kupferoxyd	4,9	0,315	1,501	47,7
Eisenchlorid	67,4	0,391	1,664	466,0
Kupferbromid	20,46	0,906		48,0
Eisenchlorid	33,53	0,135		466,0

Schon die bedeutende GröÙe des Magnetismus der Kupferoxydsalze schließt jede Möglichkeit aus, daß derselbe etwa ihrem äußerst geringen Eisengehalt zugeschrieben werden könnte. Derselbe ist um so bemerkenswerther, als das metallische Kupfer selbst schwach, aber entschieden diamagnetisch ist.

Aus dem zu obigen Versuchen dienenden Kupfervitriol wurde das Kupfer durch reines eisenfreies Zink, unter Zusatz von etwas Chlorwasserstoffsäure, metallisch gefällt, nach Auflösen des überschüssigen Zinks mit Wasser, Alkohol und Aether abgspült und unter der Glocke der Luftpumpe getrocknet. In dem flachen Glasgefäß (*B*) untersucht, ergab das Kupfer folgende Werthe:

	<i>M</i>	<i>M_I</i>	<i>T</i>
Metallisches Kupfer	160	52,1	— 0,2
	207	67,2	— 0,7
Glasgefäß	160,5	52,2	+ 1
	208	67,6	+ 1,3
Wasser	159,5	51,9	— 11,5
	209,5	68,2	— 18,5.

Das metallische Kupfer ist demnach entschieden, wenn auch sehr schwach diamagnetisch.

Reducirt man das Kupfer aus dem gleichfalls magneti-

schen Kupferoxyd (s. w. u.) durch ein Mittel, welches auch das Eisen zu reduciren vermag, z. B. durch Wasserstoffgas, so erhält man es, selbst bei grofser Vorsicht, fast stets schwach magnetisch; theils weil das Gas selbst oft Spuren von Eisen mit sich führt, theils weil die äufserst geringen Spuren von Eisenoxyd, welche in dem Kupferoxyd vorhanden seyn können, und deren Magnetismus völlig verschwindet, dann zu metallischem Eisen reducirt werden, dessen ganz unverhältnißmäfsig grofser Magnetismus schon den Diamagnetismus einer sehr bedeutenden Menge von Kupfer überwiegt.

Man könnte nach diesem Verhalten der gelösten Kupfersalze immer noch vermuthen, dafs der Magnetismus derselben ihrem Gehalt an dem magnetischen Sauerstoff zuzuschreiben wäre, und demnach auch die Haloïdsalze in der Lösung als Sauerstoffsalze anzusehen wären. Wir werden indess bei der Untersuchung der festen und wasserfreien Salze zeigen, dafs auch die wasserfreien Haloïdsalze des Kupfers magnetisch sind, dafs also z. B. Kupferbromid, erhalten durch Auflösen des diamagnetischen Kupfers in dem gleichfalls diamagnetischen Brom, entschieden und stark magnetisch ist. Es ist somit nachgewiesen, dafs *aus zwei diamagnetischen Bestandtheilen eine magnetische Verbindung entstehen kann.*

3. Magnetismus der festen Salze.

In der früheren Abhandlung war erwähnt worden, dafs der Magnetismus der festen Salze nur wenig von dem der gelösten unterschieden ist. Diese Uebereinstimmung zeigt sich in vielen Fällen auch bei den neueren Untersuchungen, und zwar besonders, wenn die Salze noch Krystallwasser enthalten. Bei den wasserfreien Salzen zeigen sich dagegen zuweilen bedeutende Abweichungen.

So ergab sich, als in dem flachen Glasgefäfs (B) die krystallisirten schwefelsauren Salze des Lanthans und Didyms in Pulverform untersucht wurden:

	M	M_i	T	$\frac{T}{M_i^2}$	$\frac{T}{M_i^2}$ (corr)
I. Schwefels. Didymoxyd	116,5	38,4	138	93,6	
	135	44,5	183	92,4	
Schwefels. Lanthanoxydul	165	54,4	13,7	4,6	
	215	70,7	23	4,6	
Eisenchloridlösung	163,5	53,9	89,3	30,7	
	211	69,4	147,3	30,6	
II. Eisenchloridlösung	159,5	51,9	98	36,4	31,0
	210	68,3	167	35,6	30,3
Wasser	195,5	51,9	-11,5	-4,3	-3,8
	209,5	68,2	-18,5	-4,0	-3,4
Leeres Glas	160,5	52,2	1	0,4	0,3
	208	67,6	1,3	0,3	0,2

Um die Werthe der Reihe II mit denen der Reihe I vergleichen zu können, müssen sie nach den Bestimmungen bei der Eisenchloridlösung mit der Zahl $\frac{30,7}{36,9} = 0,852$ multiplicirt werden, wodurch sich die Werthe in der letzten Columnne ergeben. Subtrahirt man von dem Werthe $\frac{T}{M_i^2}$ für die drei festen Salze den Magnetismus des Glases und für die Lösung von Eisenchlorid den Magnetismus des mit Wasser gefüllten Gefäßes, so erhält man die in der folgenden Tabelle unter m verzeichneten Werthe. In derselben giebt S die Menge des verwendeten Salzes an. G und μ haben dieselbe Bedeutung wie früher. Es ist $\alpha = 0,067$

	m	S	G	$\alpha \frac{m}{G}$	μ
Schwefelsaures Didymoxyd	92,33	7,055 Gr.	2,751 Di	2,25	107,2
Schwefelsaures Lanthanoxydul	4,34	4,444	1,700 La	0,17	7,9
Eisenchlorid	34,27		0,137	16,64	466

Der Atommagnetismus des festen Didymsalzes ist also hier nahe ebenso groß wie der der gelösten Salze. Der Magnetismus des Lanthansalzes ist so klein, daß er wohl noch von einem kleinen Gehalt an Cer oder Didym her-

rühren könnte, und jedenfalls nicht mit voller Sicherheit zu constatiren ist.

Dagegen ergab das *wasserfreie* schwefelsaure Ceroxydul (erhalten durch Reduction des gelben Oxydoxydulsalzes mit schwefligter Säure)

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Schwefelsaures Ceroxydul	158	52,5	103,5	37,62
	203,5	67,5	171,7	37,68

woraus sich berechnet:

	m	S	G ber.	μ
Schwefelsaures Ceroxydul	37,21	4,925	2,411	44,9

Der Atommagnetismus der gelösten Ceroxydulsalze war dagegen $\mu = 48$; er ist also etwas größer als der des festen Salzes.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die mit Wasser krystallisirten und wasserfreien Salze des Kupferoxyds. So ergaben mehrere, zu verschiedenen Zeiten angestellte Beobachtungsreihen (unter Anwendung des flachen Glasgefäßes B):

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
A.				
Wasser	164,5	54,2	8	2,72
	213,5	70,3	12,5	2,53
Lösung von Eisenchlorid	163,5	53,9	87	29,94
	212,5	70	146	29,80
Krystallisirter Kupfervitriol I gepulvert	208	68,5	153	32,60
B.				
Eisenchloridlösung	158,7	52,7	89	32,05
	204,7	67,9	145,3	31,52
Kupfervitriol II	156,5	52	89	32,92
	201	66,7	146,3	32,90

Nach den wiederholt erwähnten Reductionen folgt hieraus (für I ist $\alpha = 0,069$, für II $\alpha = 0,065$)

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
Krystallisirter Kupfervitriol I	32,11	5,598	1,425	49,4
Eisenchlorid	32,49		0,135	466
Krystallisirter Kupfervitriol II	32,47	5,295	1,347	49,8
Eisenchlorid	34,69		0,136	466

Der Gehalt der Salze an Kupfer wurde nicht allein direct berechnet, sondern auch noch durch Fällen mit Zink besonders geprüft. Hier weichen also die für den *wasserhaltigen* Kupfervitriol erhaltenen Mittelwerthe nur wenig von den für die gelösten Salze erhaltenen Werthen ab.

Bei den *wasserfreien* Salzen wurden folgende Werthe erhalten.

A.

Im flachen Glasgefäße B.	<i>M</i>	<i>M_r</i>	<i>T</i>	$\frac{M_r^2}{T}$
1. Wasserfreier Kupfervitriol I	165	53,7	143,5	49,7
	213,5	69,3	240	49,8
2. $2\text{Cu SO}_4 + 5\text{NH}_3$	165	53,7	44,8	15,5
	214	69,5	74	15,3
3. $2\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	164,5	53,5	68	23,7
	212,5	69,1	112,5	23,6
4. $\text{Cu SO}_4 + 2\text{NH}_3 + \text{aq}$	164	53,4	79,5	27,9
	214	69,5	132,5	27,4
5. $\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	164,5	53,5	87	30,4
	213	69,2	146,5	30,6
6. Eisenchloridlösung	165	53,7	90,5	31,4
	213	69,2	150	31,3
7. Wasser	265	53,7	— 8	— 2,8
	213	69,2	— 13,7	— 2,9

B.

1. $2\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	163,5	54,3	58,7	19,9
	212,5	70,4	100,2	20,1
2. Eisenchloridlösung	162	53,8	93,4	32,3
	209,5	69,4	154,8	32,2

C.

1. Wasserfreier Kupfervitriol II	157,5	52,3	138,8	49,6
	202,5	67,1	226	50,2

	<i>M</i>	<i>M₁</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_1^2}$
2. Kupferchlorid I	158	52,5	154,5	56,0
	203,2	67,4	253,5	55,7
3. Kupferchlorid II	158,5	52,6	141,1	51,0
	203	67,4	230	50,6
4. Eisenchloridlösung	157	52,1	89,3	32,9
	201,5	66,8	145	32,5
5. Wasser	158	52,5	— 8	— 2,9
	203	67,3	— 14	— 3,1

D.

1. Wasserfreier Kupfervitriol III	156	51,8	129	48,1
	200,5	66,5	211	47,7
2. Kupferchlorid III	155	51,5	121	45,6
	199,7	66,3	200	45,5
3. Lösung von Kupferchlorid	158,5	52,6	45,3	16,4
	205	68	75,5	16,3
4. Eisenchloridlösung	158,7	52,7	89	32,1
	204,7	67,9	145,3	31,5

E.

1. Kupferchlorid II	160,5	53,3	125,5	44,2
	207,5	68,8	208	44,1
2. Kupferbromid	161,5	53,6	84,2	29,3
	208,5	69,4	140	29,1
3. Eisenchloridlösung	158	52,5	80,5	29,2
	205	67,9	134	29,1

F.

1. Kupferbromid	159,5	53,0	85,7	30,5
	205,5	68,1	142,5	30,7
2. Kupferbromid mit Ammoniak	159	52,8	36,8	13,2
	204,5	67,4	58,8	12,8
3. Kupferchlorid II mit Ammoniak	158	52,5	43,7	15,9
	203,5	67,4	71,5	15,7
4. Kupferchlorid II	155,5	51,6	129	48,5
	198	65,6	207	48,1

	M	M_1	T	$\frac{T}{M^2}$
5. Eisenchloridlösung	158	52,1	85,5	31,0
	202	66,9	137	30,6
6. Kupferbromid in Wasser gelöst	157	52,1	49,5	18,3
	201,3	66,7	80	18,0
7. Wasser	157	52,1	— 7	—2,6
	199,5	66,1	—12,5	—2,9

Ferner im runden Glasgefäß

G.

1. Brom	166	55,1	—24,5	—8,1
	215,5	71,4	—40	—7,8
2. Wasser	162,5	54,0	—17	—5,8
	214,5	71,1	28,5	—5,6

Die Salze der Reihen *A* und *B* waren aus reinem Kupfervitriol dargestellt. Derselbe wurde durch mäßiges Erhitzen wasserfrei gemacht, sodann zur Darstellung des Salzes *A 2* in einem Glasrohr unter wiederholtem Umschütteln einem Strom von trockenem Ammoniakgas ausgesetzt. Salz *A 2* ergab bei längerem Erwärmen auf 165°, bis kein Ammoniakgeruch mehr wahrzunehmen war, das Salz *A 3*. Die Salze *A 4* und *A 5* waren durch Uebersättigen einer reinen Kupfervitriollösung mit Ammoniakflüssigkeit, Füllen mit Alkohol und Trocknen der erhaltenen Krystallnadeln im Vacuum, sowie durch Erhitzen derselben auf 150° erhalten. Da die Salze möglicher Weise noch nicht völlig mit Ammoniak gesättigt waren, oder beim Erhitzen zuviel Ammoniak verloren hatten, oder auch etwas zu viel Wasser enthielten, wurde der Kupfergehalt der benutzten Quantitäten noch besonders durch Lösen, Füllen mit Kali oder mit Zink u. s. f. bestimmt. Der zu den Beobachtungen *C 1* und *D 1* verwendete wasserfreie Kupfervitriol war zu einer andern Zeit dargestellt, als der früher benutzte *A 1*. Ebenso rührte das wasserfreie Kupferchlorid *I*, so wie *II*

und III von verschiedenen Darstellungen her, bei denen die chlorwasserstoffsäure Lösung des Kupferoxydes bis zum Entweichen alles Wassers gelinde erhitzt wurde. Das Kupferbromid *F 1* war durch Auflösen von reinem, aus reiner Kupfervitriollösung durch Zink gefälltem Kupfer in reinem Brom, Lösen des gebildeten Salzes in Wasser und Abdampfen bis zur Trockenheit dargestellt. Die Salze *F 2* und *F 3* entstanden aus dem wasserfreien Kupferbromid und Kupferchlorid durch Behandeln mit trockenem Ammoniakgas. In allen Salzen wurde der Kupfergehalt noch direct durch die Analyse bestimmt. Er wich bei dem Kupferchlorid und Bromid nur sehr wenig von dem theoretisch berechneten Kupfergehalt ab.

Nachdem der Magnetismus des Glases von den bei den trocknen Salzen, der Magnetismus des Glases und Wassers (für die Reihe $A = -2,82$, $B = -2,88$, $C = -3,00$, $D = -2,91$) von den bei den Lösungen erhaltenen Werthen subtrahirt war, und die Resultate zur Reduction auf gemeinschaftliches Maafs mit den Factoren $\alpha_A = 0,0657$, $\alpha_B = 0,0633$, $\alpha_C = 0,0622$, $\alpha_D = 0,0644$, $\alpha_E = 0,0708$, $\alpha_F = 0,0668$, $\alpha_G = 0,120$ multiplicirt waren, fanden sich hiernach folgende Resultate:

A.

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i> ber.	<i>G</i> gef.	μ
1. Wasserfreier Kupfervitriol	49,43	6,062	2,413	—	42,68
2. $2\text{Cu SO}_4 + 5\text{NH}_3$	15,00	2,774	0,719	0,713	43,48
3. $2\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	23,21	3,171	1,070	1,044	46,30
4. $\text{Cu SO}_4 + 2\text{NH}_3$ + aq	27,22	5,132	1,326	1,348	42,09
5. $\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	30,05	4,329	1,419	1,403	44,63
6. Eisenchloridlösung	34,16	—	—	0,135	466

B.

1. $2\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$	19,62	2,747	0,927	0,905	44,0
2. Eisenchloridlösung	35,07	—	—	0,135	466

C.

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i> ber.	<i>G</i> gef.	μ
1. Wasserfreier Kupfervitriol	49,48	5,811	2,312	—	42,93
2. Kupferchlorid I	55,45	5,771	2,723	—	40,85
3. Kupferchlorid II	50,36	5,305	2,502	—	40,36
4. Eisenchloridlösung	35,70	—	—	0,136	466

D

1. Wasserfreier Kupfervitriol	47,45	5,614	2,235	2,239	43,86
2. Kupferchlorid III	45,12	4,907	2,315	2,311	40,26
3. Dasselbe in Wasser gelöst	19,01	1,764	0,832	—	47,19
4. Eisenchloridlösung	34,69	—	—	0,136	466

E.

1. Kupferchlorid II	43,62	5,194	2,451	—	39,96
2. Kupferbromid	28,74	9,492	2,699	—	23,94
3. Eisenchloridlösung	31,71	—	—	0,135	466

F.

1. Kupferbromid	30,18	9,262	2,632	—	24,37
2. Kupferbromid mit Ammoniak	12,55	3,120	—	0,648	41,14
3. Kupferchlorid mit Ammoniak	15,35	2,762	—	0,879	47,05
4. Kupferchlorid	47,84	5,644	2,667	—	38,15
5. Eisenchloridlösung	33,53	—	—	0,135	466
6. Kupferbromid in Wasser gelöst	20,46	3,186	0,906	0,955	48,04

G.

1. Brom	—7,75	—	—	42,823	—1,77
2. Wasser	—5,52	13,56	—	—	—0,45

Sehr bedeutend sind hier die Abweichungen zwischen den Magnetismen der gelösten Kupferoxydsalze (48—49)

und der festen Salze namentlich beim Kupferbromid (23,9), und auch beim Kupferchlorid (38—40), von denen vorzüglich das erstere sich durch ein sehr hohes spezifisches Gewicht auszeichnet. Durch Wägung eines zuerst nur mit Benzin, sodann mit diesem und dem Salz erfüllten Gläschens ergab sich dasselbe gleich 4,382, während das spezifische Gewicht des stärker magnetischen Kupferchlorides gleich 3,147 ist. — Ebenso zeigt das wasserfreie schwefelsaure Kupferoxyd einen verhältnismäßig geringen Magnetismus (42,5—43,5). So wie indess zu diesen Salzen Ammoniak oder Wasser tritt, durch welche der Molecularzusammenhang der Theile des wasserfreien Salzes gelöst wird, wächst im Allgemeinen der Magnetismus.

Es ist hier noch einmal ganz besonders zu beachten, daß auch das *wasserfreie* Kupferbromid einen, wenn auch durch die Dichtigkeitsverhältnisse verminderten, so doch immer noch bedeutenden Atommagnetismus besitzt, während sowohl das Kupfer selbst (s. weiter oben), wenn auch nur sehr schwach, diamagnetisch ist, und das Brom ebenfalls einen ganz deutlich bestimmten Atomdiamagnetismus (— 1,77) hat.

Die *Oxydsalze des Kupfers* sind dagegen ganz verschieden, wenn auch nur sehr schwach, *diamagnetisch*.

So ergab sich im flachen Glasgefäß bei gleichzeitiger Untersuchung mit den in der Reihe A aufgeführten Kupferoxydsalzen

	M	M_t	T	$\frac{T}{M_t^2}$
Kupferjodür (fest)	166	54,5	—5	—1,71
	215	69,8	—9,8	—2,01

woraus sich berechnet

	m	s	G	μ
Kupferjodür	—1,5	7,866	2,622	—1,19.

Ein ähnliches Verhalten, wie die wasserfreien und wasserhaltigen und ammoniakalischen Kupferoxydsalze, zeigen auch die entsprechenden *Nickelsalze*. So ergaben mehrere zu verschiedenen Zeiten angestellte Beobachtungsreihen:

Im flachen Glasgefäß <i>B</i>	<i>M</i>	<i>M_I</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_I^2}$
<i>A.</i>				
1. Krystallisirtes schwefelsaures Nickeloxydul	162	53,9	192,4	66,2
	135,7	45,0	137,6	67,9
2. Wasserfreies schwefelsaures Nickeloxydul	136	45,1	264,8	130,8
	84	28	103,7	132,2
3. Eisenchloridlösung	162	53,8	93,4	32,3
	209,5	69,4	154,8	32,1
4. Wasser	161	53,5	— 8	—2,8
	207,2	68,6	—14	—3,0
<i>B.</i>				
1. Wasserfreies schwefelsaures Nickeloxydul	118,5	39,2	171,5	111,6
	136	44,8	226	112,6
2. Schwefels. Nickelammon	161	53,1	128	45,4
	207	68,1	210,5	45,4
3. Salpeters. Nickelammon	161,5	53,2	123,5	42,6
	207,5	68,3	199,5	42,8
4. Eisenchloridlösung	163,5	53,9	87	29,9
	212,5	70	146	29,8
5. Wasser	164,5	54,2	— 8	—2,7
	213,5	70,3	—12,5	—2,5

Das schwefelsaure und salpetersaure Nickelammon wurde durch Uebersättigen von Lösungen von schwefelsaurem und salpetersaurem Nickeloxydul mit Ammoniak dargestellt. Die erstere Lösung wurde mit Alkohol gefällt, die zweite bis zur Krystallisation eingedampft.

Nach Bestimmung des Gehalts der verwendeten Salz-
mengen an Nickel durch Lösen in Wasser, Fällern mit Kalilauge und Glühen des abfiltrirten Nickeloxydulhydrates ergab sich hieraus (für *A* ist $\alpha = 0,064$, für *B* $\alpha = 0,069$):

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
A.				
1. Krystallisirtes schwefelsaures Nickeloxydul	66,6	4,300	0,900	139,2
2. Wasserfreies schwefelsaures Nickeloxydul	131,1	5,045	1,915	128,7
3. Eisenchloridlösung	35,1	—	0,135	466

B.

1. Wasserfreies schwefelsaures Nickeloxydul	111,7	4,705	1,701	133,2
2. Schwefels. Nickelammon	44,9	2,906	0,673	135,6
3. Salpeters. Nickelammon	42,3	3,320	0,656	130,7
4. Eisenchloridlösung	32,5	—	0,135	466

Während also der mittlere Atommagnetismus der gelösten Nickeloxydulsalze 142 ist, und der des krystallisirten schwefelsauren Nickeloxyduls fast ebenso groß ist, sinkt der des wasserfreien Salzes bis etwa 131, wird aber beim Eintreten von Ammoniak wieder ein wenig vermehrt.

Das entgegengesetzte Verhalten von dem der bisher erwähnten wasserfreien Salze zeigen die *Chlorüre des Nickels und Cobalts*. Bei ihrer Untersuchung im flachen Glasgefäße wurden folgende Resultate erhalten:

	<i>M</i>	<i>M_I</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_I^2}$
1. Wasserfreies Cobaltchlorür	61,5	20,5	208,5	496,2
	70,5	23,5	281	502,5
2. Cobaltchlorür gelöst	161	53,5	310,3	108,4
	84	28	87,5	111,5
3. Cobaltchlorür und Chlorbaryum	85,5	28,5	152,5	187,6
	116,8	38,5	287	193,6
4. Nickelchlorür und Chlorbaryum	163	54,1	212	72,4
	134,5	44,4	148,8	75,5
5. Chlorbaryum (wasserfrei)	162,3	54	—5	—1,7
	211,5	70,1	—9	—1,8

	M	M_1	T	$\frac{T}{M^2}$
6. Eisenchloridlösung	162	53,8	93,4	32,3
	209,5	69,4	154,8	32,1
7. Wasser	161	53,5	— 8	— 2,8
	207	68,6	— 14	— 3,0

Die Gemische des Nickel- und Cobaltchlorürs mit Chlorbaryum waren durch Verdampfen der gemischten Lösungen der Salze bis zur Trockenheit, Durcheinanderreiben und Erhitzen der trocknen Masse bis zur Entwässerung erhalten. Ihr Gehalt an Baryum, Nickel und Cobalt wurde durch Fällern der Lösung mit Schwefelsäure und Wägen des erhaltenen schwefelsauren Baryts, und durch Abdampfen der abfiltrirten Lösung von schwefelsaurem Cobaltoxydul, sowie Fällern der abfiltrirten Nickellösung mit Kali u. s. f. bestimmt. Die Lösung 2 des Cobaltchlorürs wurde dargestellt, indem ein Theil des bei der Beobachtung 1 benutzten Cobaltchlorürs aus dem Glasgefäß entfernt, und der Rest im Gefäß selbst in Wasser gelöst wurde.

Nach Abzug des Magnetismus des Glases (0,4), resp. des mit Wasser gefüllten Glases bei der Beobachtung 2, wurde der Magnetismus m der Salze in demselben bestimmt. Es wurde sodann aus dem Magnetismus ($-2,2$) des das Glas erfüllenden Chlorbaryums (6,930 Grm.) der Magnetismus $m_1 = -S_1 \cdot \frac{2,2}{6,930}$ des in dem Salzgemisch enthaltenen Antheils S_1 dieses Salzes berechnet. Bezeichnet S , wie früher, den Gehalt an Cobalt- oder Nickelsalz, G den Gehalt an Cobalt und Nickel, A das Atomgewicht, so ist der Atommagnetismus der Salze $\mu = \alpha \frac{m - m_1}{G} A$, wo $\alpha = 0,064$. So ergab sich:

	m	S_1	m_1	S	G	μ
Wasserfreies Cobaltchlorür	502,1	—	—	5,260	2,388	395
Gelöstes Cobaltchlorür	112,8	—	—	1,530	0,694	305
Cobaltchlorür und Chlorbaryum	189,2	4,944	-1,6	2,094	0,949	378
Nickelchlorür und Chlorbaryum	73,5	5,975	-1,9	1,819	0,824	156
Eisenchloridlösung	35,1	—	—	—	0,135	466

Es ist also hier der Magnetismus der wasserfreien Chlörüre höher als der der gelösten Salze, selbst wenn ihre Theilchen durch die Beimischung einer bedeutenden Menge eines diamagnetischen Salzes an unmittelbarer Berührung und somit an einer starken gegenseitigen magnetischen Wechselwirkung gehindert werden. — Dieselbe Erscheinung hatte sich schon früher bei der Untersuchung der violetten Modification des Chromchlorides (Diese Ann. Bd. CXXVI S. 30) gezeigt.

Wir wollen hier noch nicht auf die muthmaßlichen näheren Gründe dieser Abweichungen eingehen, welche jedenfalls Verschiedenheiten der Dichtigkeit zuzuschreiben sind. Nur in seltenen Fällen werden dieselben so bedeutend, wie beim Kupferbromid, Kupferchlorid und Cobaltchlorid. Immerhin werden wir aber die sichersten Bestimmungen des Atommagnetismus der Verbindungen mit ihren Lösungen vornehmen. Können wir die Verbindungen nicht im gelösten Zustande erhalten, so müssen wir etwaige Abweichungen der beobachteten Werthe von einer gewissen Regelmäßigkeit mit Rücksicht auf die eben erwähnten Einflüsse beurtheilen.

4. Magnetismus bei Zersetzungen durch doppelte Wahlverwandschaft.

Die große Constanz, welche im Allgemeinen der Atommagnetismus ähnlich constituirter Verbindungen desselben magnetischen Radicals zeigt, läßt sich noch weiter verfolgen. Man kann auch untersuchen, wie weit der *Atommagnetismus der einzelnen Bestandtheile* der Verbindungen constant bleibt, wenn dieselben von einer Verbindung in eine andere übergehen, ohne daß sie indeß dabei die ihnen selbst eigenthümliche Atomgruppierung aufgeben. Dieses Verhältniß findet namentlich statt, wenn zwei binäre Verbindungen ihre Bestandtheile durch doppelte Wahlverwandschaft austauschen.

Es wurde demnach der Magnetismus einer Anzahl von Salzlösungen in dem runden Glasgefäße bestimmt. Die Gewichtsmengen der Lösungen seyen G_1 und G_2 u. s. f., ihr Magnetismus nach Abzug des Magnetismus des leeren Glases M_1 , M_2 u. s. f. Sodann wurde das Glas zum Theil mit

der einen, zum Theil mit der anderen Lösung gefüllt. Die betreffenden Gewichtsmengen beider Lösungen seyen g_1 und g_2 . Die Lösungen wurden durcheinander geschüttelt, wobei sie sich, zuweilen unter Bildung eines Niederschlags, gegenseitig zersetzten, und vor dem Absetzen desselben der Magnetismus M_m der Mischung bestimmt.

Vor jeder neuen Beobachtung wurde der Niederschlag durch starkes Schütteln in der Flüssigkeit gleichmäÙig vertheilt. Die Beobachtung selbst nahm so kurze Zeit fort, daÙ er sich während derselben kaum merklich absetzte. Auch ergab die Uebereinstimmung der verschiedenen Beobachtungen, daÙ die etwaige geringe Abscheidung des Niederschlags keinen störenden Einfluss hatte.

Berechnet man den Magnetismus, welchen die Salzlösungen g_1 und g_2 vor ihrer Mischung gehabt hätten, und addirt sie, so ergibt sich der Magnetismus $M_{1,2}$ der Mischung für den Fall, daÙ keine Zersetzung einträte:

$$M_{1,2} = \frac{g_1}{G_1} M_1 + \frac{g_2}{G_2} M_2,$$

und dieser lässt sich nun mit dem Magnetismus M_m des zersetzten Gemisches vergleichen.

Auf diese Weise wurde u. A. gefunden:

	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
A.				
1. Lösung von Eisenchlorid	166,5	54,2	182,5	62,1
	219	71,1	311	61,5
2. Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul	162,5	52,9	174,5	62,3
	215	69,2	301	61,8
3. Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd	161	52,4	32,5	11,8
	212,5	69,0	55,5	11,7
4. Lösung von Kaliumeisen- cyanid	164,5	53,5	15,3	5,4
	220,5	71,6	27,5	5,4

	M	M_i	T	$\frac{T}{M_i}$
5. Lösung von Kaliumeisen- cyanür	161,5 211	52,5 68,6	—21,5 —34	—7,8 —7,2
6. Eisenchlorid und Kalium- eisencyanür	166 220	54 71,5	59,5 103,5	20,4 20,2
7. Schwefelsaures Eisenoxydul und Kaliumeisencyanid	164 219,5	53,4 71,3	113,3 199,5	39,7 39,2
8. Schwefelsaures Eisenoxydul und Kaliumeisencyanür	161,5 214	52,5 69,5	53,8 93,5	19,5 19,4
9. Schwefelsaures Kupferoxyd und Kaliumeisencyanid	161,5 213	52,5 69,1	29,2 49,5	10,6 10,3
10. Schwefels. Kupferoxyd und Kaliumeisencyanür	215	69,2	0	0
11. Leeres Glas	212	68,9	— 2	—0,7

B.

1. Lösung von schwefelsaurem Nickeloxydul	163 210,2	54,1 69,7	79 130,2	27,0 26,8
2. Lösung von salpetersau- rem Cobaltoxydul	162,7 210	54 69,6	183,6 303,5	63,0 62,8
3. Lösung von schwefel- saurem Manganoxydul	163 85,5	54,1 28,4	330,3 93,2	112,8 115,5
4. Lösung von Kaliumeisen- cyanid	161,5 210,2	53,6 69,7	23 38,3	8,0 7,9
5. Lösung von Kaliumeisen- cyanür	163,5 210,3	54,3 69,7	—17 —28,2	—5,8 —5,8

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
6. Lösung von Kaliummangancyanid	164 211	54,5 69,9	5,5 8,8	1,8 1,8
7. Schwefels. Nickeloxydul und Kaliumeisencyanid	163 210,5	54,1 69,8	66 107	22,5 22,0
8. Schwefels. Nickeloxydul und Kaliumeisencyanür	162,5 209	54 69,3	44 72,8	15,1 15,2
9. Salpeters. Cobaltoxydul und Kaliumeisencyanid	162,7 210,5	54 69,8	84,3 141,6	28,9 29,0
10. Salpeters. Cobaltoxydul und Kaliumeisencyanür	163 210	54,1 69,6	104,7 171,8	35,8 35,5
11. Salpeters. Cobaltoxydul und Kaliummangancyanid	163,5 210,3	54,3 69,7	120,3 198,3	40,7 40,8
12. Schwefels. Manganoxxydul und Kaliumeisencyanid	163 211,5	54,1 70,1	128,8 215,4	44,0 43,8
13. Schwefels. Manganoxxydul und Kaliumeisencyanür	163 135	54,1 45	203,3 143	69,4 70,6
14. Leeres Glas	210	69,6	-1	-0,2

C.

1. Lösung von Eisenchlorid	163,3 212,8	54,2 70,5	180 302,8	61,3 60,9
2. Lösung von Schwefelcyan- kalium	162 210	53,8 69,6	-22 -36,5	-7,6 -7,5
3. Eisenchlorid und Schwe- felcyanalkalium	162,5 212	54 71,3	41,5 68,5	14,2 13,5

	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
<i>D.</i>				
1. Lösung von essigsurem Cobaltoxydul	159,5	52,6	78	31,4
	206,5	68,4	148	31,6
2. Lösung von essigsurem Nickeloxydul	156,5	52,3	46,3	16,9
	200,5	66,4	75,3	17,1
3. Essigs. Cobaltoxydul und Schwefelcyankalium	156,5	65,8	21,4	4,9
	198,5	65,8	21,4	4,9
4. Essigs. Nickeloxydul und Schwefelcyankalium	156,5	52,3	2,8	1,03
	198	65,6	4	0,93

Für die Reihe *D* war der Magnetismus der Schwefelcyankaliumlösung derselbe wie für die Reihe *C*. Obgleich keine Niederschläge entstanden, gab doch die geänderte Färbung der Lösungen die doppelte Zersetzung an.

Hieraus ergibt sich:

A.

1. Eisenchlorid	$G = 15,136 \quad M = 62,58$		
2. Schwefelsaures Eisenoxydul	18,031	62,82	
3. Schwefelsaures Kupferoxyd	16,744	12,52	
4. Kaliumeisencyanid	15,858	6,15	
5. Kaliumeisencyanür	15,313	-6,74	
6. <i>Eisenchlorid und Kaliumeisencyanür.</i>			
$g_1 = 5,945^{\text{gr}}$	$g_2 = 9,432^{\text{gr}}$	$m_1 = 24,59$	$m_2 = -4,15$
$m_1 + m_2 = 20,44$		$M_{\text{u}} = 21,09$	
7. <i>Schwefelsaures Eisenoxydul und Kaliumeisencyanid</i>			
$g_1 = 11,182^{\text{gr}}$	$g_2 = 5,733^{\text{gr}}$	$m_1 = 38,94$	$m_2 = 2,22$
$m_1 + m_2 = 41,16$		$M_{\text{u}} = 40,26$	
8. <i>Schwefelsaures Kupferoxyd und Kaliumeisencyanid</i>			
$g_1 = 9,507$	$g_2 = 6,542$	$m_1 = 7,11$	$m_2 = 2,53$
$m_1 + m_2 = 9,66$		$M_{\text{u}} = 11,23$	
9. <i>Schwefelsaures Kupferoxyd und Kaliumeisencyanür</i>			
$g_1 = 6,477$	$g_2 = 9,407$	$m_1 = 4,84$	$m_2 = -4,14$
$m_1 + m_2 = 0,70$		$M_{\text{u}} = 0,77$	

B.

1. Schwefelsaures Nickeloxydul $G_1=18,810$ $M=27,1$
2. Salpetersaures Cobaltoxydul $18,614$ $63,0$
3. Schwefelsaures Manganoxydul $18,817$ $114,3$
4. Kaliumeisencyanid $17,585$ $8,15$
5. Kaliumeisencyanür $18,040$ $-5,6$
6. Kaliummangancyanid $17,030$ $2,03$
7. Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanid.
 $g_1 = 11,890$ $g_2 = 6,835$ $m_1 = 17,14$ $m_2 = 3,17$
 $m_1 + m_2 = 20,31$ $M_{\Sigma} = 22,47$
8. Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanür
 $g_1 = 12,330$ $g_2 = 6,195$ $m_1 = 17,76$ $m_2 = -1,91$
 $m_1 + m_2 = 15,85$ $M_{\Sigma} = 15,34$
9. Salpetersaures Cobaltoxydul und Kaliumeisencyanid
 $g_1 = 7,050$ $g_2 = 11,480$ $m_1 = 23,86$ $m_2 = 5,32$
 $m_1 + m_2 = 29,18$ $M_{\Sigma} = 29,19$
10. Salpetersaures Cobaltoxydul und Kaliumeisencyanür
 $g_1 = 11,370$ $g_2 = 7,010$ $m_1 = 38,5$ $m_2 = -2,2$
 $m_1 + m_2 = 36,3$ $M_{\Sigma} = 35,9.$
11. Salpetersaures Cobaltoxydul und Kaliummangancyanid
 $g_1 = 11,705$ $g_2 = 6,250$ $m_1 = 39,74$ $m_2 = 0,74$
 $m_1 + m_2 = 40,48$ $M_{\Sigma} = 41,00$
12. Schwefelsaures Manganoxydul und Kaliumeisencyanid
 $g_1 = 7,045$ $g_2 = 11,565$ $m_1 = 42,69$ $m_2 = 5,35$
 $m_1 + m_2 = 48,04$ $M_{\Sigma} = 44,13$
13. Schwefelsaures Manganoxydul und Kaliumeisencyanür
 $g_1 = 12,180$ $g_2 = 6,295$ $m_1 = 73,79$ $m_2 = -1,94$
 $m_1 + m_2 = 71,85$ $M_{\Sigma} = 70,24$

C.

1. Eisenchlorid $G = 15,205$ Gr. $M = 61,9$
2. Schwefelcyankalium $15,228$ $-6,8$
3. Eisenchlorid und Schwefelcyankalium.
 $g_1 = 4,774$ $g_2 = 10,405$ $m_1 = 19,43$ $m_2 = -4,30$
 $m_1 + m_2 = 15,13$ $M_{\Sigma} = 14,62.$

D.

1. Essigsäures Cobaltoxydul $G = 17,183$ $M = 31,8$
2. Essigsäures Nickeloxydul $17,695$ $17,3$
3. *Essigsäures Cobaltoxydul und Schwefelcyankalium*
 $g_1 = 5,533$ $g_2 = 12,144$ $m_1 = 10,2$ $m_2 = -5,8$
 $m_1 + m_2 = 4,5$ $M_m = 5,2$
4. *Essigsäures Nickeloxydul und Schwefelcyankalium*
 $g_1 = 6,206$ $g_2 = 11,561$ $m_1 = 6,1$ $m_2 = -5,5$
 $m_1 + m_2 = 0,6$ $M_m = 1,3$

Die Werthe $m_1 + m_2$ und M_m stimmen so gut mit einander überein, wie es nach der angewandten Beobachtungsmethode nur irgend erwartet werden kann. Selbst dafs aus den gemischten Lösungen feste Niederschläge herausfallen, hat hier meist keinen wesentlich störenden Einflufs.

Mischt man also zwei Salzlösungen, deren Salze durch doppelte Wahlverwandtschaft ihre Bestandtheile untereinander austauschen, so ist der Magnetismus nach der doppelten Zersetzung der gleiche, wie vor derselben.

Ist also der Magnetismus zweier aequivalenter Mengen von zwei Salzen, deren Bestandtheile $a + b$ und $c + d$ sind, resp. m_{a+b} und m_{c+d} und setzen sich diese Salze bei der Mischung in die Salze $a + d$ und $b + c$ um, deren Magnetismus m_{a+d} und m_{b+c} sind, so ist

$$m_{a+b} + m_{c+d} = m_{a+d} + m_{b+c}$$

Aus diesem Resultat dürfen wir wohl nicht mit Unrecht folgern:

»Dafs der Magnetismus einer binaeren Verbindung sich aus den Magnetismen ihrer beiden Bestandtheile durch einfache Addition zusammensetzt, und dafs diese Bestandtheile, wenn sie, ohne ihre besondere Constitution oder Atomgruppierung zu ändern, in andere binaere Verbindungen eingehen, ihren Atommagnetismus hierbei ungeändert beibehalten.

Dieses Resultat scheint auch noch in anderer Beziehung von Wichtigkeit zu seyn, indem wir umgekehrt aus der Aenderung des Magnetismus eines Bestandtheiles einer Verbindung beim Uebertritt in eine andere Verbindung schliessen können, dafs die Atomgruppierung desselben in der zwei-

ten Verbindung eine andere ist, als in der ersten, daß er also zu den übrigen Bestandtheilen derselben in ein anderes Verhältniß getreten ist, als vorher. Wir haben somit in der That, wie schon früher angedeutet wurde, in gewissem Maasse in dem magnetischen Verhalten der Körper ein Criterium für ihre chemische Constitution.

Wenn wir daher in dem gleichbleibenden Atommagnetismus der verschiedenen Sauerstoff- und Haloïdsalze derselben Basis eine Bestätigung der chemischen Erfahrung finden, daß allen diesen Salzen eine ganz analoge Atomgruppierung zuzuschreiben ist, so zeigt uns sogleich die Verschiedenheit des Atommagnetismus der Eisenoxyd- und Oxydulsalze das verschiedene chemische Verhalten des Eisens in beiden Verbindungsreihen an. Aus der Aenderung des Atommagnetismus in gewissen Cyanverbindungen ersehen wir ebenso, daß wir durchaus nicht berechtigt sind, die Constitution derselben mit der der übrigen Salze zu parallelisiren. Wir werden auf diesen Punkt bei der Betrachtung der Cyanverbindungen ausführlicher zurückkommen.

Bei anderen Verbindungen, über deren Constitution man gewisse Zweifel hegen könnte, kann die Untersuchung des Magnetismus genügenden Aufschluß geben.

5. Magnetismus der oxalsauren Eisendoppelsalze, der verschiedenen Modificationen der Chromoxydsalze und der Cobaltiakverbindungen.

So zeigen bekanntlich die *oxalsauren Doppelsalze des Eisenoxyds und Eisenoxyduls* und Kalis und Natrons zwar in ihren Lösungen gegen Reagentien vollkommen dasselbe chemische Verhalten, wie die übrigen Eisenoxyd- und Eisenoxydulsalze; im festen Zustande ist aber ihre äußere Erscheinung gerade die entgegengesetzte; so ist z. B. das oxalsaure Eisenoxydkali grün, wie Eisenvitriol, das oxalsaure Eisenoxydulkali aber gelb, wie ein Oxydsalz. Aus diesem Grunde hatten u. A. auch Scheerer und Haidinger¹⁾ die Vermuthung aufgestellt, in dem oxalsauren Eisenoxyd legte sich ein Atom des Sauerstoffs des Eisenoxyds Fe_2O_3

1) Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 246. 1855. *

an die Oxalsäure, so daß diese optisch zu Kohlensäure, das Eisenoxyd zu Eisenoxydul würde. Ebenso ist der Eisenoxydalaun fast farblos und giebt erst beim Erhitzen mit Wasser eine blutrothe, beim Abkühlen heller werdende Lösung. Auch hier hatte Haidinger eine Art Spaltung des Eisenoxyds in Eisenoxydul und Eisensäure angenommen, deren complementäre Farben sich gegenseitig zu weiß ergänzten.

Das magnetische Verhalten dieser Salze im festen Zustande spricht indess gegen diese Vermuthungen.

Die Salze wurden mit fein vertheiltem schwefelsaurem Baryt zusammengerieben und so untersucht. Sie ergaben die folgenden Werthe:

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
1. Oxalsaures Eisenoxyd-Kali				
mit schwefelsaurem Baryt	78,5	25,6	53,5	81,66
	166	54	229	78,52
2. Oxalsaures Eisenoxydul-Kali				
mit schwefelsaurem Baryt	116	37,8	291	203,6
	78,5	25,6	132	201,5
3. Kalieisenalaun mit schwefelsaurem Baryt	164	53,4	144,3	50,6
	212,5	69	245	51,5
4. Lösung von salpetersaurem Eisenoxyd	118,5	38,6	232,5	156,1
	78	25,5	101,5	156,1
5. Schwefelsaurer Baryt	217,5	70,7	—23,5	—4,7
	166	54	—14	—4,8
6. Wasser	215	70	—34	—6,9
	165	53,7	—20,5	—7,1
7. Leeres Glas	212,5	69	—1,3	—0,27
	162	52,7	—1	—0,36

Der Gehalt der Salze an schwefelsaurem Baryt wurde direct nach dem Sieden mit Wasser und Salpetersäure und Abfiltriren der Lösung, der Gehalt an Eisen in der Lösung durch Fällern mit Ammoniak und Wägen des geglähten Ei-

senoxyds bestimmt. Es sey das Gewicht des das Glas ganz erfüllenden schwefelsauren Baryts G_b , sein Magnetismus nach Abzug des Magnetismus des Glases M_b . Ist dann das Gewicht des schwefelsauren Baryts in der Mischung g_b , so ist der Magnetismus desselben $m_b = \frac{G_b}{G_b} M_b$. Die in der Mischung enthaltene Eisenmenge sey F . Ist m der Magnetismus des Gemisches nach Abzug des Magnetismus des Glases, $fe = 28$ das Atomgewicht des Eisens, so ist der Atommagnetismus $\mu = \alpha \frac{m - m_b}{F} \cdot fe$, wo $\alpha = 0,096$. Demnach ergab sich:

Schwefelsaurer Baryt $G_b = 24,759$ $M_b = -4,43$

	m	g_b	m_b	F	m
1. Oxalsaures Eisen- oxyd-Kali	80,4	15,37	-2,75	0,502	446
2. Oxalsaures Eisen- oxydul-Kali	202,9	15,70	-2,81	1,43	387
3. Kalieisenalaun	51,0	15,93	-2,85	0,309	476
4. Salpetersaures Eisen- oxyd (gelöst)	156,4	—	—	0,943	466

Der Magnetismus des in den Eisendoppelsalzen enthaltenen oxalsauren Kalis und schwefelsauren Kalis ist so gering, daß seine Vernachlässigung nur einen kleinen Fehler in die Berechnung einführt. Es hat also hiernach das oxalsaure Eisenoxyd-Kali und der Kalieisenalaun in fester Form nahezu denselben Atommagnetismus, wie das gelöste salpetersaure Eisenoxyd, das oxalsaure Eisenoxydul-Kali denselben Atommagnetismus wie die übrigen Eisenoxydulsalze, so daß also jedenfalls auch in den festen Krystallen jener Salze die Atomgruppierung völlig analog der der übrigen, derselben Oxydationsstufe entsprechenden Eisensalze ist.

Ebenso kann man nachweisen, daß die *verschieden gefärbten Modificationen der Chromoxydsalze* ihre Farbe nicht einer besonderen Gruppierung der ihren Magnetismus bedingenden Atome in jedem Salzmoecül verdanken. Erhitzt man eine Lösung von Chromalaun bis zum Sieden, so daß ihre violette Farbe in grün übergeht, und läßt sie sodann

erhalten, so zeigt sie genau denselben Magnetismus, wie vor dem Erhitzen.

Während ferner, wie schon oben (S. 197 u. flgde) angegeben wurde, die ammoniakalischen Salze des Kupfers und Nickels im wasserfreien und wasserhaltigen Zustande, und, wie andere Versuche zeigten, auch in ihren Lösungen nahezu denselben Atommagnetismus besitzen, wie die übrigen einfachen Sauerstoff- und Haloïdsalze derselben Basen, sind die sogenannten *Cobaltiakverbindungen* diamagnetisch; das Metallatom hat in denselben, ganz ähnlich wie in gewissen Doppelcyanüren, wie z. B. in Kaliumeisencyanür, seinen Magnetismus gänzlich verloren, wie ja auch der chemische Charakter dieser Verbindungen ein ganz anderer ist, als der der gewöhnlichen Cobaltsalze.

So ergab sich im runden GlasgefäÙ bei gleichzeitiger Beobachtung mit den oxalsauren Eisendöppelsalzen der

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Magnetismus von:				
Luteocobaltchlorid	165	54,8	— 8,7	—2,90
	216	71,6	—13	—2,53
Purpureocobaltchlorid	164	54,5	— 7,5	—2,52
	214,7	71,2	—11	—2,17

Ist S die angewandte Salzmenge, G ihr Metallgehalt, so folgt aus diesen Werthen unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen:

	m	S	G	μ
Luteocobaltchlorid				
($6\text{NH}_3\text{Co}_2\text{Cl}_3$)	—2,4	10,088	3,21 Co	—2,1
Purpureocobaltchlorid				
($5\text{NH}_3\text{Co}_2\text{Cl}_3$)	—2,0	11,393	3,99 Co	—1,4

Wenn wir daher bei diesen Verbindungen wiederum sehen, wie bei einer geänderten chemischen Constitution das magnetische Verhalten des maafsgebenden Metallatoms in der Verbindung sich gänzlich ändert, so werden wir umgekehrt aus dem Gleichbleiben desselben in den ammoniakalischen Kupfer- und Nickelverbindungen folgern dürfen, daß

in diesen das Metallatom ganz dieselbe Rolle spielt, wie in den einfacheren Salzen. Das Metallatom scheint also durchaus nicht mit den Bestandtheilen des Ammoniaks selbst in nähere Beziehung zu treten, vielmehr scheint sich letzteres, ähnlich wie das Krystallwasser, ohne Aenderung der, die magnetischen Eigenschaften der Verbindung bestimmenden, das Metall enthaltenden Atomgruppe an die Verbindung anzufügen, wo denn seine geringen magnetischen oder diamagnetischen Eigenschaften fast ganz in den Hintergrund treten. Die Vermuthung von Graham, dafs also z. B. das Salz $2\text{Cu SO}_4 + 5\text{NH}_3$ als $\text{Cu SO}_4 + \text{H}_3\text{Cu N SO}_4 + 4\text{NH}_3$, das Salz $\text{Cu SO}_4 + \text{NH}_3$ als $\text{H}_3\text{Cu N SO}_4$ u. ff. anzusehen wäre, dürfte daher in dem magnetischen Verhalten dieser Salze kaum eine Stütze finden.

6. Magnetismus der Hydrate der Oxyde der magnetischen Metalle.

Da der Wechsel der Säure keinen merklichen Einfluß auf den Atommagnetismus der Salze ausübt, so lag die Frage nahe, ob derselbe nicht auch unverändert fortbesteht, wenn an Stelle der Säure zunächst nur Wasser tritt, wie in den Hydraten der Oxyde der magnetischen Metalle.

Zur Bestimmung des Magnetismus dieser letzteren wurde nur in wenigen Fällen der ganz directe Weg eingeschlagen, da die Oxydhydrate schon beim Trocknen an der Luft einen Theil ihres Wassergehalts verlieren können. Es erschien zweckmäßiger, sie unmittelbar nach ihrer Fällung zu untersuchen. Zu dem Ende wurde ähnlich, wie bei den Versuchen über die doppelte Wahlverwandschaft, das runde, oben mit einem eingeschliffenen Stöpsel versehene Glasgefäß bis zu einer bestimmten Marke (A_1) mit der Lösung eines magnetischen Salzes gefüllt. Das Gewicht der Lösung sey G . Nach Bestimmung des Magnetismus M_s für die Einheit der magnetisirenden Kraft auf die gewöhnliche Weise wurde der Magnetismus des Glases subtrahirt, und man erhielt den Magnetismus M , der Salzlösung allein. Jetzt wurde die Lösung bis auf einen Bruchtheil g , der Gesamtmenge aus

dem Gefäße entfernt, und dasselbe wiederum bis zur Marke mit Kalilauge oder Ammoniak gefüllt, deren Gewicht g , bestimmt wurde. Nach wiederholtem Umschütteln, welches bei jeder Bestimmung wiederholt wurde, ergab die auf die frühere Weise ausgeführte Messung nach Abzug des Magnetismus des Glases den Magnetismus der Mischung M_- . Ebenso wurde nach Abzug des Magnetismus des Glases der Magnetismus M_+ der dasselbe erfüllenden Kalilauge oder des Ammoniaks und der Magnetismus M_0 der entsprechenden Wassermenge bestimmt. Die Gewichte dieser Mengen seyen G_+ und G_- . Berechnet man aus den beobachteten Magnetismen die Werthe $m_+ = \frac{G_+}{G_-} M_+$; $m_- = \frac{G_-}{G_+} M_-$; $m_0 = \frac{G_0}{G_-} M_0$, welche resp. der in der Mischung vor der Zersetzung enthaltenen Kalilauge und Salzlösung, so wie dem in letzterer enthaltenen Wasser entsprechen, so ist $m_+ - m_-$ der Magnetismus des zu dem Versuch verwendeten Salzes; $M_- - (m_+ + m_-)$ der Magnetismus des aus demselben ausgeschiedenen Oxydhydrates, wobei die Aenderungen des Magnetismus durch die Bildung eines Kali- oder Ammoniaksalzes, wie directe Versuche zeigten, ohne wesentlichen Fehler vernachlässigt werden können. Bezeichnet man also den durch frühere Versuche bestimmten Atommagnetismus des Salzes mit μ_+ , so ist der Atommagnetismus μ_h des Oxydhydrates

$$\mu_h = \mu_+ \cdot \frac{M_- - (m_+ + m_-)}{m_+ - m_-}.$$

Nach jedem Versuch wurde die in dem Gefäße enthaltene Lösung von dem gefällten Oxyd abfiltrirt, und untersucht, ob die Fällung des Oxydes auch vollständig erfolgt war.

Unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen ergab sich:

	I.			
	M	M_+	T	$\frac{T}{M_+^2}$
1. Schwefelsaures Mangan-				
oxydul I	139,5	46,0	243,2	115,0
	166,5	55,9	353	116,7

	M	M_1	T	$\frac{T}{M^2}$
Schwefelsaures Mangan- oxydul I und Kali	167 217	55,1 71,4	80 134	26,2 26,3
2. Schwefelsaures Mangan- oxydul II	161,5 208,5	53,6 69,1	223,2 369	77,7 77,3
Schwefelsaures Mangan- oxydul II und Kali	161,5 209	53,6 69,2	54,7 92,5	19,0 19,3
3. Salpetersaures Mangan- oxydul	161 208	53,5 69	58,5 97,7	20,4 20,5
Salpetersaures Mangan- oxydul und Kali	161,5 209	53,6 69,2	9,6 15,5	3,3 3,2
4. Schwefelsaures Eisen- oxydul	137,5 215	45,3 71,1	193 468	94,1 93,1
Schwefelsaures Eisen- oxydul und Kali	163,5 212,5	53,8 69,9	75,8 132,5	26,2 27,1
5. Schwefelsaures Cobalt- oxydul I	163 210,5	53,7 69,3	63,5 106	22,0 22,1
Schwefelsaures Cobalt- oxydul I und Kali	162,5 210,5	53,6 69,3	13,7 23,2	4,8 4,8
6. Schwefelsaures Cobalt- oxydul II	161,5 207,3	53,6 68,7	160,7 263,2	55,9 55,8
Schwefelsaures Cobalt- oxydul II und Kali	161,5 207	53,6 68,6	53 88	18,5 18,7
7. Salpetersaures Kupfer- oxyd I	160,5 206,5	52,9 68,0	86 138,8	30,7 30,0

14 *

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Salpetersaures Kupferoxyd I und Kali	160,5	52,9	10,5	3,7
	205,5	69,2	18	3,8
8. Salpetersaures Kupferoxyd II	162	53,8	60	20,7
	209,5	69,2	97,5	20,4
Salpetersaures Kupferoxyd und Kali	163	34,1	6,5	2,2
	211	69,9	9	1,4
9. Kalilösung	159	52,4	-12,2	-4,4
	202,5	66,9	-21,5	-4,8
10. Wasser	162,5	54,9	-12,4	-4,3
	210	69,4	-21,2	-4,4
11. Leeres Glas	202	66,5	-1	-0,3
12. Eisenchloridlösung	160	52,7	107,3	38,6
	204,5	67,3	172,8	38,2

II.

1. Salpetersaures Cobaltoxydul	169	55,7	86	27,7
	119	72,1	143,7	27,6
Salpetersaures Cobaltoxydul und Kali	168,5	55,6	34	11,0
	220	72,4	54,5	10,6
2. Nickelchlorür	160,5	52,9	113	40,4
	206,5	68,0	184,8	40,0
Nickelchlorür und Kali	160	52,7	27	9,7
	206	67,8	45,8	10,0
3. Salpetersaures Chromoxyd	160,5	52,9	125,8	44,9
	205,5	67,6	203,5	44,5
Salpetersaures Chromoxyd und Kali (I)	160	52,7	22,5	8,1
	204,5	67,3	36,2	8,0
Salpetersaures Chromoxyd und Kali (II)	159,5	52,6	13,3	4,8
	204	67,1	20	4,4

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Salpetersaures Chromoxyd und Ammoniak	159,5	52,6	25,7	9,3
	202	66,5	43,3	9,8
4. Eisenchlorid	166,5	55,0	153,5	50,7
	214,5	70,6	252,5	50,6
Eisenchlorid und Kali (1)	164	54,1	33,5	11,5
	211	69,4	49,5	10,3
dsgl. (2)	164,5	54,2	41,5	14,1
dsgl. (3)	166	59,5	75	21,2
5. Kalilauge	156,5	51,6	-16,5	-6,2
	201	66,1	-27	-6,2
6. Ammoniak	157,5	51,9	-14,5	-5,4
	201	66,1	-24,2	-5,5.

Da in der zweiten Reihe nach den Bestimmungen beim Eisenchlorid alle Resultate im Verhältniß von 38,4 : 50,7 größer sind, als in der ersten, so ist für den Magnetismus des mit Wasser erfüllten Glases und des leeren Glases hier resp. -5,7 und 0,4 zu setzen.

Aus diesen Tabellen berechnet sich:

	Reihe I	Reihe II
Leeres Glas	$M = -0,3$	-0,4
Kalilauge $G_1 = 19,25$	$M_1 = -4,9$	-6,6
Ammoniak $G_1 = 15,4$	—	-5,8
Wasser	$M_2 = -4,6$	-6,1.

Reihe I.

1. Schwefelsaures Manganoxydul I und Kali

$$M_1 = 115,5 \quad G_1 = 19,57 \quad m_1 = 33,4 \quad g_1 = 13,50$$

$$M_2 = 25,9 \quad g_2 = 5,66 \quad m_2 = -1,33 \quad m_1 = -3,44$$

$$m_1 - m_2 = 34,73 \quad M_2 - (m_2 + m_1) = 29,72$$

$$\mu_1 = 0,85 \mu_2$$

2. Schwefelsaures Manganoxydul II und Kali

$$M_1 = 77,17 \quad G_1 = 18,65 \quad m_1 = 25,94 \quad g_1 = 12,75$$

$$M_2 = 18,88 \quad g_2 = 6,29 \quad m_2 = -1,55 \quad m_1 = -3,25$$

$$m_1 - m_2 = 27,5 \quad M_2 - (m_2 + m_1) = 23,68$$

$$\mu_1 = 0,86 \mu_2$$

3. *Salpetersaures Manganoxydul und Kali*

$$M_1 = 20,48 \quad G_1 = 17,18 \quad m_1 = 7,55 \quad g_1 = 12,15$$

$$M_2 = 3,29 \quad g_2 = 6,33 \quad m_2 = -1,69 \quad m_3 = -2,82$$

$$m_1 - m_2 = 9,42 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 7,80$$

$$\mu_1 = 0,84 \mu_2$$

4. *Schwefelsaures Eisenoxydul und Kali*

$$M_1 = 93,3 \quad G_1 = 19,69 \quad m_1 = 26,45 \quad g_1 = 13,65$$

$$M_2 = 26,35 \quad g_2 = 5,61 \quad m_2 = -1,43 \quad m_3 = -3,5$$

$$m_1 - m_2 = 27,8 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 31,2$$

$$\mu_1 = 1,12 \mu_2$$

5. *Schwefelsaures Cobaltoxydul I und Kali*

$$M_1 = 21,75 \quad G_1 = 17,45 \quad m_1 = 6,92 \quad g_1 = 13,07$$

$$M_2 = 4,50 \quad g_2 = 5,56 \quad m_2 = -1,47 \quad m_3 = -3,33$$

$$m_1 - m_2 = 8,39 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 9,30$$

$$\mu_1 = 1,11 \mu_2$$

6. *Schwefelsaures Cobaltoxydul II und Kali*

$$M_1 = 55,53 \quad G_1 = 18,99 \quad m_1 = 18,80 \quad g_1 = 12,54$$

$$M_2 = 18,25 \quad g_2 = 6,43 \quad m_2 = -1,56 \quad m_3 = -3,19$$

$$m_1 - m_2 = 20,36 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 23,02$$

$$\mu_1 = 1,13 \mu_2$$

7. *Salpetersaures Kupferoxyd I und Kali*

$$M_1 = 30,1 \quad G_1 = 25,31 \quad m_1 = 9,17 \quad g_1 = 12,97$$

$$M_2 = 3,4 \quad g_2 = 7,90 \quad m_2 = -1,40 \quad m_3 = -3,30$$

$$m_1 - m_2 = 10,57 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 8,10$$

$$\mu = 0,76 \mu_2$$

8. *Salpetersaures Kupferoxyd II und Kali*

$$M_1 = 20,27 \quad G_1 = 22,80 \quad m_1 = 7,11 \quad g_1 = 12,13$$

$$M_2 = 1,53 \quad g_2 = 8,00 \quad m_2 = -1,61 \quad m_3 = -3,08$$

$$m_1 - m_2 = 8,72 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 6,22$$

$$\mu_1 = 0,71 \mu_2$$

Reihe II.

1. *Salpetersaures Cobaltoxydul und Kali*

$$M_1 = 27,27 \quad G_1 = 14,90 \quad m_1 = 12,0 \quad g_1 = 9,19$$

$$M_2 = 10,42 \quad g_2 = 6,60 \quad m_2 = -2,7 \quad m_3 = -3,7$$

$$m_1 - m_2 = 14,7 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 16,8$$

$$\mu_1 = 1,14 \mu_2$$

2. *Nickelchlorür und Kali*

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 40,57 & G_1 &= 19,15 & m_1 &= 13,9 & g_1 &= 12,1 \\
 M_2 &= 9,44 & g_2 &= 6,65 & m_2 &= -2,1 & m_3 &= -4,8 \\
 m_1 - m_2 &= 16,0 & M_2 - (m_2 + m_3) &= 16,3 \\
 \mu_A &= 1,01 \mu.
 \end{aligned}$$

3. *Salpetersaures Chromoxyd I und Kali*

(das Chromoxyd theilweise gelöst)

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 44,34 & G_1 &= 20,42 & m_1 &= 13,7 & g_1 &= 12,77 \\
 M_2 &= 8,05 & g_2 &= 6,32 & m_2 &= -1,9 & m_3 &= -5,1 \\
 m_1 - m_2 &= 15,6 & M_2 - (m_2 + m_3) &= 15,0 \\
 \mu_A &= 0,96 \mu.
 \end{aligned}$$

4. *Salpetersaures Chromoxyd II und Kali*

(das Chromoxyd vollständig gelöst)

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 44,34 & G_1 &= 20,42 & m_1 &= 10,25 & g_1 &= 13,27 \\
 M_2 &= 4,22 & g_2 &= 4,72 & m_2 &= -1,41 & m_3 &= -5,33 \\
 m_1 - m_2 &= 11,66 & M_2 - (m_2 + m_3) &= 11,1 \\
 \mu_A &= 0,94 \mu.
 \end{aligned}$$

5. *Salpetersaures Chromoxyd und Ammoniak*

(ein wenig Chromoxyd gelöst)

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 44,34 & G_1 &= 20,42 & m_1 &= 14,26 & g_1 &= 10,47 \\
 M_2 &= 9,44 & g_2 &= 6,57 & m_2 &= -1,96 & m_3 &= -3,94 \\
 m_1 - m_2 &= 16,22 & M_2 - (m_2 + m_3) &= 15,34 \\
 \mu_A &= 0,95 \mu.
 \end{aligned}$$

6. *Eisenchlorid und Kali*

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 50,29 & G_1 &= 15,18 & m_1 &= 20,10 & g_1 &= 9,55 \\
 M_2 &= 9,96 \text{ (13,73 u. 20,79)} & g_2 &= 6,07 & m_2 &= -2,44 & m_3 &= -3,12 \\
 m_1 - m_2 &= 22,54 & M_2 - (m_2 + m_3) &= 15,52 \text{ (19,29 u. 26,35)} \\
 \mu_A &= 0,69 \text{ (0,86 und 1,18)} \mu.
 \end{aligned}$$

Der Magnetismus des frisch gefällten Eisenoxydhydrats steigt sehr schnell von einem verhältnißmäßig kleinen Werthe zu $1,18 \mu$, welchen er nach etwa 24 Stunden beibehält. Aehnliche Erscheinungen zeigen sich auch bei der Fällung der Eisenchloridlösung durch Ammoniak.

Mit den eben erwähnten Beobachtungen stimmen einige directe Messungen der Magnetismen der Oxydhydrate. Unter Anderem wurde auch frisch mit Ammoniak gefälltes und mit kaltem Wasser ausgewaschenes Chromoxydhydrat in Kalilauge gelöst und der Magnetismus der Lösung in dem

runden Glasgefäfs bestimmt. Dieselbe Bestimmung geschah nach 24 Stunden noch einmal, wo die Lösung in dem Gefäfs coagulirt war; der Magnetismus hatte sich hierbei kaum geändert. Ebenso wurde der Magnetismus von Nickeloxydhydrat bestimmt, welches in Ammoniak gelöst war, und von Kupferoxydhydrat, welches durch Natronlauge aus einer ammoniakalischen Kupfervitriollösung gefällt und nach dem Auswaschen in Wasser suspendirt war. Der Gehalt der Lösungen an Metall wurde direct durch die Analyse bestimmt. So ergab sich:

	<i>M</i>	<i>M_I</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_I^2}$
1. Chromoxydhydrat in Kali	160	52,7	44,5	16,02
	203,5	67,1	72	15,99
2. Lösung von salpetersau- rem Chromoxyd	158,5	52,3	151	55,21
	201,5	66,4	243	55,10
3. Nickeloxydhydrat in Am- moniak	165	54,4	— 9	— 3,04
	215	70,8	— 16,8	— 3,20
4. Kupferoxydhydrat in Wasser	154,5	50,9	99	38,21
	200	65,9	166	38,21
5. Eisenchloridlösung	156	51,4	134	50,71
	199	65,6	217	50,38
6. Kalilauge	156	51,4	— 16,7	— 6,32
	200	65,9	— 27,7	— 6,38
7. Wasser	156,5	51,6	— 15	— 5,62
	199	65,6	— 25,5	— 5,92

Für die Beobachtungen 3 und 4 ist der Magnetismus des gleichzeitig untersuchten Eisenchlorides ein wenig grösser als für die anderen Beobachtungen, nämlich im Mittel 51,5, der des Wassers — 5,87.

Hieraus berechnet sich nach Abzug des Magnetismus des Kalis, Wassers und Ammoniaks (für 1 und 2 ist $\alpha = 0,115$, für 3 und 4: $\alpha = 0,114$).

	<i>m</i>	<i>G</i>	μ_h	μ_s	$\frac{\mu_h}{\mu_s}$
1. Chromoxydhydrat in Kali	22,36	0,386 Cr	177	190	0,93
2. Lösung von salpetersaurem Chromoxyd	60,92	0,975 Cr	—	190	—
3. Nickeloxydulhydrat in Ammoniak	2,67	0,064 Ni	140,8	142	0,99
4. Kupferoxydhydrat in Wasser	44,08	4,167 Cu	37,7	49,7	0,74
5. Eisenchlorid gelöst	56,31	0,394	—	466	—

Bei der Zusammenstellung dieser und ähnlicher Resultate ergibt sich der Atommagnetismus μ_h der untersuchten Hydrate im Verhältniß zu dem Atommagnetismus μ_s der entsprechenden Salze:

	μ_h
Nickeloxydulhydrat	1,00 μ_s
Cobaltoxydulhydrat	1,12
Eisenoxydulhydrat	1,12
Manganoxydulhydrat	0,85
Kupferoxydhydrat	0,74
Chromoxydhydrat	0,95
Eisenoxydhydrat	0,69 — 1,18

Es ist also der Atommagnetismus der Oxydhydrate theils etwas kleiner, theils etwas gröfser, oder nahezu derselbe, wie der Atommagnetismus der ihnen entsprechenden Salze. Mit Rücksicht auf die bei der Untersuchung der festen Salze gefundenen Resultate werden wir daher wohl diese meist nicht beträchtlichen Abweichungen auf den Einfluß des Aggregatzustandes schreiben müssen, so daß sehr wahrscheinlich der Atommagnetismus der in den Oxydhydraten enthaltenen magnetischen Atomgruppe unter sonst gleichen Umständen ganz derselbe ist, wie in den entsprechenden Salzen, und also auch diese Atomgruppe in beiden Verbindungsreihen ungeändert dieselbe bleibt.

Dasselbe gilt auch von den Oxydhydraten, wenn sie,

wie das Chromoxyd und Nickeloxydul in Kalilauge oder Ammoniak gelöst sind.

7. Magnetismus des gelösten colloiden Eisenoxys, des essigsäuren Eisenoxys u. s. f.

Ganz anders verhält sich dagegen das Eisenoxyd, von dem wir schon in der ersten Abhandlung erwähnt hatten, dafs es im colloiden Zustande einen viel kleineren Atom-magnetismus besitzt, als in seinen Salzen.

Um dieses Verhältnifs genauer zu untersuchen, wurde eine Lösung von Eisenchlorid mit Ammoniak so lange versetzt, als der entstehende Niederschlag sich noch wieder löste, und sodann aus der erhaltenen Flüssigkeit in einem mit vegetabilischem Pergamentpapier überzogenen Dialysator das Eisenchlorid ausgeschieden, bis die zurückbleibende Flüssigkeit kaum noch mit Silber eine Reaction auf Chlor angab. Die so erhaltene Lösung von colloidem Eisenoxyd wurde auf ihren Magnetismus im runden Glasgefäfs (A_1) untersucht. Gleichzeitig wurde eine Lösung von Eisenoxyd in Essigsäure und eine, lange Zeit mit Eisenoxydhydrat behandelte, Lösung von Eisenchlorid der Untersuchung unterworfen. Die Resultate waren folgende:

Reihe I.				
	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
1. Lösung von colloidem Eisenoxyd	206,5	67,2	1,5	0,26
	158	51,4	0,6	0,23
2. Lösung von essigsäurem Eisenoxyd	205	66,7	—13,5	—3,43
	158,5	51,6	— 8,5	—3,19
3. Lösung von Eisenchlorid	205	66,7	265,2	59,60
	157,5	51,2	159	60,64
4. Wasser	217	70,5	—36,5	—7,34
	164	53,4	—20,5	—7,19

Reihe II.

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
1. Lösung von colloidem Eisenoxyd	160	53,1	1	0,35
	207	68,6	2	0,34
2. Lösung von essigsaurem Eisenoxyd	159	52,8	— 7	— 2,51
	206,5	68,4	— 12,2	— 2,61
3. Lösung von Eisenchlorid mit Eisenoxyd	160,5	53,3	65,5	23,05
	208,5	69,1	108,2	22,66
4. Lösung von Eisenchlorid	163,3	54,2	180	61,28
	212,8	70,5	302,8	60,91
5. Wasser	158,5	52,6	— 20	— 7,23
	204	67,6	— 33	— 7,22

Aus diesen Werthen berechnet sich nach Abzug des Magnetismus des Wassers und Gefäßes (für die erste Reihe $\alpha = 0,0964$, für die zweite $\alpha = 0,096$).

Reihe I.

	m	G	μ
Colloides Eisenoxyd	7,51	0,208	100,9
Essigsaures Eisenoxyd	3,96	0,094	114,1
Eisenchlorid	67,39	0,394	466,0

Reihe II.

Colloides Eisenoxyd	7,56	0,204	99,5
Essigsaures Eisenoxyd	4,61	0,085	147,0
Eisenchlorid mit Eisenoxyd	30,07	0,197	410,9
Eisenchlorid	68,31	0,394	466,0.

Hiernach ist also der Atommagnetismus des colloid gelösten Eisenoxydes etwa nur 0,21 von dem der Eisenoxydsalze. — Auch in der essigsauren Lösung des Eisenoxydhydrates, selbst bei einem bedeutenden Ueberschuß der Säure, ist der allergrößte Theil des Eisenoxydes nach diesen Bestimmungen im colloidem Zustand. Die Beobachtungen der Reihe II, welche etwa ein Jahr später als die

der Reihe I angestellt waren, ergaben für das essigsäure Eisenoxyd einen etwas größeren Atommagnetismus, als die früheren. In der Zwischenzeit hatte sich Eisenoxydhydrat aus der Lösung abgeschieden, welches offenbar vorher colloid gelöst war. Auch bei den meisten übrigen Eisenoxydsalzen ergeben die Lösungen, wenn sie nicht sehr sauer sind, einen zu kleinen Atommagnetismus, wie z. B. die des weinsteinsäuren Eisenoxyds; dieselben enthalten meist neben freier Säure colloid gelöstes Eisenoxyd. Einen Beleg hierfür liefert vielleicht auch die Bestimmung des Magnetismus der oxydhaltigen Eisenchloridlösung in Reihe II. Die Bestimmung des Chlors in derselben als Chlorsilber (1,362 Gr.) ergibt, daß wenn alles Chlor an Eisen zu Eisenchlorid gebunden wäre, auf dieses in der Lösung 0,177 Gr., auf das colloid gelöste überschüssige Eisenoxyd aber 0,020 Gr. Eisen kämen. Berechnet man hiernach den Magnetismus des in der Lösung enthaltenen Salzes, so ist er

$$\frac{0,02}{0,204} 7,56 + \frac{0,177}{0,394} 68,31 = 0,74 + 30,68 = 31,42,$$

statt des beobachteten kleineren Werthes 30,07.

Die schnelle Zunahme des Magnetismus einer mit Ammoniak oder Kalilauge frisch gefällten Eisenoxydlösung von einem verhältnißmäßig sehr kleinen Werth bis zu einem Werth, der den Atommagnetismus der Eisenoxydsalze ein wenig übertrifft, dürfte daher wohl auch dem Umstande zugeschrieben seyn, daß im ersten Moment nach dem Zusatz der Fällungsmittel das Eisenoxyd noch im colloiden Zustand in der Flüssigkeit gelöst ist und erst allmählich als Oxydhydrat in fester Form niederfällt.

Jedenfalls ersehen wir aus diesen Versuchen, daß die magnetische Atomgruppe im colloiden Eisenoxyd ganz andere Eigenschaften, also wahrscheinlich eine ganz andere Anordnung besitzt, als die entsprechende Atomgruppe in den Eisenoxydsalzen und in dem gefällten Eisenoxydhydrat. Sicherlich darf die Lösung des colloiden Eisenoxydes nicht einfach als eine Lösung von Eisenoxydhydrat aufgefaßt werden.

Auch in der Lösung des *Chromoxydes in Essigsäure* scheint ein Theil des Chromoxydes im colloiden Zustande gelöst zu seyn, da der Atommagnetismus des Chroms in derselben statt 190,8, wie in den gewöhnlichen Chromoxydsalzen, sich gleich 146,5 ergab.

8. Magnetismus der Oxyde der magnetischen Metalle.

Die Oxyde der magnetischen Metalle zeigen im Allgemeinen einen schwächeren Magnetismus als die Salze und Oxydhydrate derselben. Meist geben die Bestimmungen keine ganz constanten Resultate, indem je nach der Art der Darstellung, dem stärkeren und schwächeren Glühen, also je nach der Dichtigkeit der Magnetismus sehr verschieden ausfallen kann. Einige Versuche mit nur schwach geglühten Oxyden gaben die folgenden Resultate:

Reihe I.

	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
1. Nickeloxydul	161	53,5	222,3	77,6
	116	38,6	119,2	79,9
2. Manganoxydul	77,8	25,9	168	250,4
	102,3	34,0	290,5	251,2
3. Chromoxyd I	116	38,6	112,2	75,3
	134	44,1	148,2	76,2
4. Eisenoxyd	117	38,9	243	160,6
	71	23,7	93,6	166,6
5. Didymoxyd	204,5	67,8	316	68,7
	159	52,8	191,5	68,7
6. Lösung von Eisenchlorid	134,5	44,7	64,7	32,4
	208,5	69,2	155,5	32,9
7. Wasser	158	52,5	— 8	— 2,9
	203	67,3	— 14	— 3,1

Reihe II.

1. Chromoxyd I, nochmals geglüht	162	53,8	250,2	86,4
	134	44,5	175,5	88,6

	M	M_I	T	$\frac{T}{M_I^2}$
2. Chromoxyd u. Thonerde	161	53,5	107	37,4
	207,2	68,7	175,5	37,2
3. Eisenchloridlösung	162	53,8	93,4	32,3
	209,5	69,4	154,8	32,1

Reihe III.

1. Eisenoxyd und Thonerde	162,5	53,9	146	50,1
	209	69,3	242	50,4
2. Eisenchloridlösung	161	53,5	94	32,8
	207	68,6	154	32,7

Reihe IV.

1. Kupferoxyd	210	68,3	345,7	73,7
	160	52,1	205,5	75,7
2. Eisenchloridlösung	210	68,3	167	35,6
	159,5	51,9	98	36,4
3. Leeres Glas	203	67,3	+2	+0,4

Das Nickeloxydul, Kupferoxyd, Chromoxyd und Eisenoxyd war durch ganz schwaches Glühen des aus den betreffenden Salzen mittelst Kalilauge oder Ammoniak gefällten Oxydhydrates, das Manganoxydul, welches wohl eine kleine Menge Oxyd enthielt, durch gelindes Erhitzen von kohlensaurem Manganoxydul in einem Kohlensäurestrom erhalten. Die Gemische von Thonerde mit Chromoxyd und Eisenoxyd waren aus gemischten Lösungen von Ammoniakalaun und salpetersaurem Chromoxyd oder Eisenoxyd durch Ammoniak niedergeschlagen; der Niederschlag wurde durch gelindes Erhitzen in einem Sauerstoffstrom entwässert. Ohne diese Vorsichtsmaafsregel, z. B. beim Glühen im Platintiegel, wird namentlich beim Eisenoxyd sehr leicht eine Spur Eisen reducirt, die freilich für die Wägung verschwindet, aber doch den Magnetismus in hohem Grade steigert. Aus den beobachteten Werthen ergibt sich nach Abzug des Magnetismus des Glases, resp. des mit Wasser erfüllten Glases, wenn S die benutzte Oxydmenge bezeichnet (α für Reihe I

$= 0,062$, für II $\alpha = 0,064$, für III $\alpha = 0,052$, für IV $\alpha = 0,056$).

Reihe I.

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
1. Nickeloxydul	78,1	2,721	2,139	66,5
2. Manganoxydul	250,0	3,821	2,960	144,0
3. Chromoxyd I	75,0	2,860	1,840	66,1
4. Eisenoxyd	76,3	6,860	4,801	58,9
5. Didymoxyd	68,3	2,736	2,342	55,0
6. Eisenchlorid	35,9	—	0,134	466,0

Reihe II.

1. Chromoxyd I, nochmals geglüht	87,1	2,843	1,919	74,8
2. Chromoxyd und Thonerde	36,8	1,883 Al, 0,834 Cr	0,574	107,0
3. Eisenchlorid	35,1	—	0,135	466,0

Reihe III.

1. Eisenoxyd und Thonerde	50,0	3,200 Al, 0,402 Fe	0,281	258,0
2. Eisenchlorid	35,6	—	0,111	466,0

Reihe IV.

1. Kupferoxyd	74,3	15,994	12,77	10,5
2. Eisenchlorid	40,0	—	0,136	466,0

Die für dasselbe Oxyd erhaltenen Resultate sind hier sehr verschieden je nach der Dichtigkeit derselben, so daß z. B. der Atommagnetismus des mit Thonerde zugleich gefällten Eisenoxyds und Chromoxyds resp. $\frac{288}{466} = 0,55$ und $\frac{107}{190,8} = 0,56$ von dem Atommagnetismus des mit Säuren verbundenen Oxydes ist, während der Atommagnetismus der reinen dichteren Oxyde bis zu 66 und 59 abnimmt. Bei größerer Zunahme der Dichtigkeit, z. B. bei dem stärker geglühten Chromoxyd, und ebenso beim Eisenoxyd nimmt der Magnetismus wieder zu. In allen Fällen ist aber der Magnetis-

mus des Oxydes sehr viel kleiner, als der des Oxydhydrates. Ob diese Abnahme einer besonderen Aenderung der Atomgruppierung oder nur der Dichtigkeitsänderung zuzuschreiben sey, läßt sich für jetzt noch nicht entscheiden.

9. Magnetismus der Schwefelmetalle.

Einen sehr viel geringeren Magnetismus zeigen die meisten Verbindungen der magnetischen Metalle mit Schwefel.

Da sich aus den hier erhaltenen sehr kleinen Werthen des Magnetismus noch keine quantitativen Beziehungen ableiten lassen, so mag es genügen, nur einige Resultate kurz anzuführen. Die Schwefelmetalle wurden in dem runden, mit einem Glasstöpsel versehenen Glasgefäß aus den entsprechenden neutralen Salzlösungen mittelst Schwefelwasserstoffammoniak gefällt. Das Gewicht der das Glas bis zu einer Marke erfüllenden Salzlösung sey G , der Magnetismus derselben N , der Magnetismus des das Glas erfüllenden Wassers W . Es wurde die Salzlösung bis auf die Gewichtsmenge g aus dem Glase entfernt, und der Magnetismus des in ihr enthaltenen Salzes $n = \frac{g}{G} (N - W)$ berechnet. Sodann wurde das Glas bis zur Marke mit Schwefelwasserstoffammoniak gefüllt und umgeschüttelt, wobei alles Metall als Schwefelmetall fiel, wie sich nach dem Versuch bei der Untersuchung der abfiltrirten Lösung zeigte. Die Bestimmung des Magnetismus O des Glases mit dem gefällten Schwefelmetall ergab nach Abzug des Magnetismus W des Wassers s ($-4,5$), der sich sehr wenig von dem des Schwefelwasserstoffammoniaks unterschied, sehr annähernd den Magnetismus $o = O - W$ des gefällten Schwefelmetalls. So war

Schwefeleisen gefällt aus schwefelsaurem Eisenoxydul
 $G = 19,477$ $N - W = 68,5$ $g = 6,875$ $n = 24,2$ $o = 1,3$

Schwefelcobalt aus schwefelsaurem Cobaltoxydul
 $G = 18,993$ $N - W = 60,2$ $g = 6,217$ $n = 19,7$ $o = 0,6$

Schwefelcobalt aus essigsaurem Cobaltoxydul
 $G = 16,966$ $N - W = 26,7$ $g = 6,792$ $n = 10,7$ $o = 0,4$

Schwefelnickel aus Nickelchlorür

$G = 19,215$ $N - W = 36,7$ $g = 7,215$ $n = 13,8$ $o = 1,4$

Schwefelnickel aus essigsaurem Nickeloxydul

$G = 17,701$ $N - W = 24,2$ $g = 5,991$ $n = 8,2$ $o = 0,3$

Schwefelmangan aus schwefelsaurem Manganoxydul

$G = 19,383$ $N - W = 110,8$ $g = 6,843$ $n = 39,1$ $o = 10,5$

Schwefelmangan aus essigsaurem Manganoxydul

$G = 16,885$ $N - W = 43,5$ $g = 6,478$ $n = 16,7$ $o = 4,5$

Es ist also nur der Magnetismus des Schwefelmangans im Verhältniß zu dem Magnetismus der äquivalenten Menge der Manganoxydulsalze etwas bedeutender (0,27 desselben). In den anderen Fällen ist der Magnetismus in den Schwefelverbindungen so klein, daß jedenfalls seine Verminderung nicht mehr einer Dichtigkeitsänderung zugeschrieben werden kann. Vielmehr ist es wahrscheinlich, daß in diesem Falle die den Magnetismus bedingende Atomgruppe wirklich eine andere ist, als in den Sauerstoff- und Haloïdsalzen.

10. Magnetismus der Cyanverbindungen.

Auch der Magnetismus der Cyanverbindungen der magnetischen Metalle ist kleiner, als der ihrer Sauerstoff- und Haloïdsalze.

Zunächst wurden die einfachen Cyanüre des Nickels und Cobalts untersucht, welche durch Fällen der Lösungen der essigsauren Salze mit wässriger Cyanwasserstoffsäure, Auswaschen und Trocknen des erhaltenen Niederschlages dargestellt waren. Das Cobaltcyanür wurde mit geglühter Kieselsäure gemengt. Es ergaben sich bei der Untersuchung im flachen Glasgefäß die folgenden Resultate:

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Cyannickel	156	51,8	159	59,3
	202	67,0	258,5	57,6
Cyanocobalt mit Kieselsäure	154,5	51,3	50	19,0
	200	66,4	82	18,6
Eisenchloridlösung	153,5	51	77	29,6
	195	64,7	123	29,4.

Der Magnetismus des mit Kieselsäure gefüllten Glases war fast Null, der des leeren Glases 0,4. Der Gehalt des Cyannickels und Cyancobalts an Nickel und Cobalt wurde durch Erhitzen mit concentrirter Schwefelsäure, Lösen der gebildeten schwefelsauren Salze in Wasser, Abfiltriren der Lösung und Wägen des durch Abdampfen erhaltenen schwefelfreien Cobaltoxyduls und des mit Kali gefällten Nickeloxyduls bestimmt. So ergab sich nach Abzug des Magnetismus des Glases ($\alpha = 0,0845$).

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
Cyannickel	58,0	4,211	1,564	92,0
Cyancobalt	18,8	—	0,237	197
Eisenchlorid	32,1	—	0,112	466.

Hiernach ist der Atommagnetismus des Cyannickels und Cyancobalts etwa zwei Drittel (0,65 und 0,63) von dem der entsprechenden Sauerstoffsalze. Die bedeutende Abnahme des Magnetismus dürfte kaum völlig den Dichtigkeitsänderungen zugeschrieben werden können, da die Niederschläge der Cyanmetalle ziemlich locker, ja sogar zuweilen schleimig sind und sich nur schwer in den Lösungen absetzen.

Auch wenn die Lösungen des essigsauren Nickel- und Cobaltoxyduls in dem runden, mit einem Glasstöpsel verschlossenen Glasgefäß direct mit Blausäure gefällt wurden, und vor und nach der Fällung der Magnetismus bestimmt wurde, ähnlich wie bei der Fällung der Oxydhydrate, ergaben sich, nur weniger genau, die entsprechenden Resultate. Es fand sich:

	<i>M</i>	<i>M₁</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_1^2}$
Essigsaures Cobaltoxydul I	158,5	52,6	87	31,4
	206,5	68,4	148	31,6
Essigsaures Cobaltoxydul I und Blausäure	160	53,1	0,5	0,18
	206,5	68,5	1	0,21
Essigsaures Cobaltoxydul II	213,5	70,6	79,3	19,4
	164,5	54,6	60,5	20,3

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Essigsäures Cobaltoxydul II und Blausäure	214,5 165	71,1 54,8	—6 —3,3	—1,2 —1,1
Essigsäures Nickeloxydul I	200,5 157,5	66,4 52,3	75,3 46,3	17,1 16,9
Essigsäures Nickeloxydul I und Blausäure	201 157	66,6 52,1	—13,3 —7,7	—3,0 —2,8
Essigsäures Nickeloxydul II	222,5 169,5	73,8 56,3	168,8 99	31,1 31,2
Essigsäures Nickeloxydul II und Blausäure	222,5 169	73,8 56,1	—5,5 —3,5	—1,0 —1,1
Wasser	220,5 168,8	73,1 56,1	—38,5 —21,5	—7,2 —6,8
Cyanwasserstoffsäure	202 158	66,3 52,5	—29,2 —19	—6,6 —6,9.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungen und Berechnungsart des Magnetismus des gefällten Cyanürs, welche schon bei der Berechnung des Magnetismus der gefällten Oxydhydrate angewendet wurden, und in denen jetzt nur die mit dem Index k bezeichneten Werthe sich, statt auf Kalilauge, auf die Cyanwasserstoffsäure beziehen, und der für das gefällte Oxydhydrat gültige Werth μ_k durch den für das gefällte Cyanmetall geltenden μ_{cy} ersetzt ist, folgt hieraus:

Leeres Glas $M = -0,4$

Cyanwasserstoffsäure $G_1 = 15,804$ $M_1 = -6,5$

Wasser $M_2 = -6,7$

1. *Essigsäures Cobaltoxydul I und Cyanwasserstoffsäure*

$M_1 = 31,8$ $G_1 = 17,185$ $m_1 = 8,9$ $g_1 = 11,351$

$M_2 = 0,5$ $g_2 = 4,835$ $m_2 = -1,9$ $m_1 = -4,7$

$m_1 - m_2 = 10,8$ $M_2(m_2 + m_1) = 7,1.$

$\mu_{cy} = 0,65 \mu_1$

2. *Essigsäures Cobaltoxydul II und Cyanwasserstoffsäure*

$$M_1 = 20,1 \quad G_1 = 16,966 \quad m_1 = 7,21 \quad g_1 = 10,137$$

$$M_2 = -0,8 \quad g_2 = 6,090 \quad m_2 = -2,4 \quad m_3 = -4,2$$

$$m_1 - m_2 = 9,61 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 5,8$$

$$\mu_{cy} = 0,60 \mu.$$

3. *Essigsäures Nickeloxydul I und Cyanwasserstoffsäure*

$$M_1 = 17,3 \quad G_1 = 17,695 \quad m_1 = 6,5 \quad g_1 = 9,913$$

$$M_2 = -2,6 \quad g_2 = 6,625 \quad m_2 = -2,5 \quad m_3 = -4,0$$

$$m_1 - m_2 = 9,0 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 4,0$$

$$\mu_{cy} = 0,45 \mu.$$

4. *Essigsäures Nickeloxydul II und Cyanwasserstoffsäure*

$$M_1 = 31,4 \quad G_1 = 18,428 \quad m_1 = 10,35 \quad g_1 = 10,623$$

$$M_2 = -0,8 \quad g_2 = 6,074 \quad m_2 = -2,2 \quad m_3 = -4,4$$

$$m_1 - m_2 = 12,6 \quad M_2 - (m_2 + m_3) = 5,8$$

$$\mu_{cy} = 0,46 \mu.$$

Wenn nun diese einfachen Cyanverbindungen noch einen bedeutenden Magnetismus bewahren, so verschwindet derselbe fast vollständig, wenn sie in Cyankaliumlösung aufgelöst werden, oder wenn man zu der Lösung beliebiger Salze des Nickels und Cobalts Cyankaliumlösung bis zur völligen Auflösung des Niederschlages setzt. Die so entstehenden Lösungen haben fast ganz denselben Diamagnetismus, wie reines Wasser und Cyankaliumlösung. Jedenfalls ist hier die Aenderung der Dichtigkeit nicht die Ursache des fast völligen Verschwindens des Magnetismus, da ja in der Lösung die analog zusammengesetzten Salze alle denselben Atommagnetismus zeigen; auch kann dasselbe nicht von der Bildung eines einfachen Doppelsalzes herrühren, denn in diesen, wie im festen Eisenammonalaun, im schwefelsauren Eisenoxydul-Kali u. s. f. ist der Atommagnetismus derselbe, wie in den einfachen Salzen. Vielmehr muß die ganze Atomgruppierung der Salze eine andere seyn. Trotz ihrer leichten Zersetzbarkeit, derentwillen man sie zuweilen als Doppelsalze anzusehen geneigt ist, sind sie doch wahrscheinlich Verbindungen des Metalls (Kalium) mit der sehr schwach magnetischen oder diamagnetischen Atomgruppe $Ni\ Cy + Cy$

oder $\text{Co Cy} + \text{Cy}$ u. s. f. Für diese Zusammensetzung spricht auch das elektrolytische Verhalten der analogen Verbindungen, wie z. B. des Cyansilberkaliums, welches bei der galvanischen Zersetzung nach Hittorf ebenfalls in K und $\text{Ag Cy} + \text{Cy}$ zerfällt.

Diese Annahme wird noch viel mehr durch das magnetische Verhalten des Kaliumeisencyanürs bestätigt, welches diamagnetisch ist. Die Resultate, welche wir bei den Versuchen über das magnetische Verhalten bei der doppelten Wahlverwandtschaft gewonnen haben, zeigen, daß wir in diesem Salz das Kalium durch die magnetischen Metalle, Mangan, Eisen, Nickel, Cobalt, ersetzen können, und letztere dabei aus den gewöhnlichen Sauerstoff- und Haloïdsalzen ungeändert in die neue Verbindung eingehen. Wie also in den Haloïdsalzen jener Metalle das einfache negative Radical, Chlor, Brom u. s. f., durch die zusammengesetzteren Atomgruppen SO_4 , NO_6 u. s. f. vertreten werden kann, ohne daß dabei das Metall seine Eigenschaften irgendwie ändert, so kann hier an Stelle jener Gruppen in gleicher Weise die Atomgruppe $\text{Cy} + \frac{\text{Fe Cy}}{2}$ treten. Auch hier liefert das elektrolytische Verhalten nach Hittorf eine Bestätigung für die aus dem magnetischen Verhalten gezogenen Schlüsse. Während aber die Atomgruppen SO_4 , NO_6 u. s. f. ein nur sehr wenig hervortretendes magnetisches Verhalten zeigen — ihre Verbindungen mit den schwach diamagnetischen Metallen sind ebenfalls nur schwach diamagnetisch — so ist dagegen die Atomgruppe $\text{Cy} + \frac{\text{Fe Cy}}{2}$ stärker diamagnetisch, und mit ihr das gelbe Blutlaugensalz. — Einige quantitative Versuche, welche mit dem festen, krystallisirten und gepulverten Salz in dem flachen Glasgefäß angestellt wurden, bestätigen dies. So ergaben:

	M	M_1	T	$\frac{T}{M_1^2}$
Kaliumeisencyanür	157,5	52,4	— 4	— 1,46
	201,5	66,9	— 6,5	— 1,45
Eisenchloridlösung	159	52,8	93	33,30
	205,5	68,2	153	32,90.

Der Magnetismus des leeren Glases war $\frac{T}{M_{12}} = -0,4$,
 der des mit Wasser erfüllten Glases $-2,9$.

Aus diesen Versuchen folgt:

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	<i>''</i>
Kaliumeisencyanür	-1,85	4,850	0,642 Fe	-4,9
Eisenchlorid	36,0	—	0,135	466,0.

Ganz analog diesem Salz verhalten sich das Kaliumeisen-
 cyanid und die entsprechenden Verbindungen des Mangans
 und Cobalts. Auch in diesen kann nach den früheren Ver-
 suchen das Kalium durch die magnetischen Metalle ersetzt
 werden, die dabei denselben Atommagnetismus bewahren,
 wie in den einfacheren Salzen. Also auch diese Salze sind
 für das magnetische Verhalten als zusammengesetzt zu be-
 trachten aus dem (positiven) Metall, Kalium u. s. f. und den
 Atomgruppen $\text{Cy} + \text{Fe}_3 \text{Cy}$, $\text{Cy} + \text{Mn}_3 \text{Cy}$, $\text{Cy} + \text{Co}_3 \text{Cy}$.
 Während aber die mit dem positiven Metall verbundene
 Atomgruppe $\text{Cy} + \frac{\text{Fe Cy}}{2}$ in dem Kaliumeisencyanür diamag-
 netisch ist, ist die Gruppe $\text{Cy} + \text{Fe}_3 \text{Cy}$ im Kaliumeisen-
 cyanid u. s. f. nicht unbedeutend magnetisch. Diefs zeigen
 die folgenden, an den drei analog zusammengesetzten Dop-
 pelcyaniden des Mangans, Eisens und Cobalts angestellten
 Versuche:

Gelöste Salze, untersucht in dem runden Glasgefäß:

	<i>M</i>	<i>M</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_{12}}$	
A. Kaliummangancyanid	161,5	53,6	4,7	1,64	
	206	68,3	6,5	1,40	
	Eisenchlorid	161	53,5	112	39,12
		207	68,8	182,3	38,75
	Wasser	161,5	53,6	—12,5	—4,35
		207,5	68,8	—21,3	—4,50
B. Kaliumeisencyanid	164,5	53,7	15,3	5,39	
	220,5	71,6	27,5	5,36	
	Eisenchloridlösung	166,5	54,2	182,5	62,11
		219	71,1	311	61,52
	Wasser	161,5	52,5	—21	7,79
		212,5	69	—36	7,56.

Das Gewicht der in Wasser gelösten Salze wurde direct bestimmt, und daraus ihr Gehalt an Metall berechnet. So fand man (für die erste Reihe ist $\alpha = 1,78$, für die zweite $\alpha = 0,942$).

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
A. Kaliummangancyanid	5,92	1,217	0,204	142,3
Eisenchlorid	43,3	—	0,463	466,0
B. Kaliumeisencyanid	13,04	2,843	0,483	74,6
Eisenchlorid	69,5	—	0,394	466,0

Bei Untersuchung der festen Salze in dem flachen Glasgefäß erhielt man

	<i>M</i>	<i>M₁</i>	<i>T</i>	$\frac{T}{M_1}$
A. Kaliummangancyanid	135,2	45,0	139,8	69,05
	208,5	69,4	334,3	68,50
Lösung von Eisenchlorid	134,5	44,7	67,7	33,90
	208,7	69,2	155,5	33,00
B. Kaliumeisencyanid	163,5	53,2	102	36,04
	212	68,9	170	35,92
Kaliumcobaltcyanid	212,5	69,1	— 3,5	—0,58
Eisenchloridlösung	165	53,9	90,5	31,37
	213	69,2	150	31,32
Wasser	165	53,9	— 8	—2,77
	213	69,2	—13,7	—2,86
Leeres Glas	167,5	54,5	2	0,67

Aus diesen Versuchen berechnet sich (α für die erste Reihe = 0,061, für die zweite = 0,066).

	<i>m</i>	<i>S</i>	<i>G</i>	μ
A. Kaliummangancyanid	68,5	4,696	0,787	148,5
Eisenchloridlösung	35,9	—	0,135	466,0
B. Kaliumeisencyanid	35,2	5,207	0,885	73,2
Kaliumcobaltcyanid	—1,25	3,842	0,679	—3,5
Eisenchlorid	34,2	—	0,135	466,0

Die bei den festen Salzen erhaltenen Resultate weichen hier wenig von den Resultaten bei den gelösten Salzen ab.

Als Mittelwerthe erhalten wir für den Atommagnetismus μ beim

Kaliummangancyanid	145,4
Kaliumeisencyanid	73,9
Kaliumcobaltcyanid	— 3,5.

Es ist auch hier, wie bei den Sauerstoff- und Haloïdsalzen, der Atommagnetismus des Eisensalzes nahezu der mittlere von den Atommagnetismen des Mangan- und Cobaltsalzes [$\frac{1}{2}(145,4 - 3,5) = 74,5$ statt 73,9]. Zugleich erscheint der Magnetismus dieser Salze um nahezu gleichviel gegen den Atommagnetismus der entsprechenden Oxydsalze vermindert: ($468 - 145,4 = 322,6$; $387 - 73,9 = 313,1$; $313 + 3,5 = 316,5$), wie wenn in denselben zu den Metallen eine sehr stark diamagnetische Atomgruppe hinzugegetreten wäre.

Dafs auch in den Schwefelcyanmetallen das Metall ganz dieselben magnetischen Eigenschaften besitzt, wie in den einfachen Salzen, folgt ebenfalls aus den Versuchen über die doppelte Wahlverwandschaft. Die Lösung des Schwefelcyankaliums hat dabei einen Diamagnetismus, der nur wenig von dem des Wassers abweicht.

Die vorliegenden Untersuchungen sind selbstverständlich durchaus noch nicht als abgeschlossen anzusehen. Namentlich bedürfte es noch mancher Bestimmungen, um den Atommagnetismus der Oxyde unabhängig von der Dichtigkeit der Anordnung ihrer Theile zu bestimmen. Ebenso wären noch viele andere Verbindungen in das Bereich der Untersuchungen zu ziehen und zu constatiren, ob z. B. ähnliche Beziehungen, wie wir sie zuletzt bei den Doppelcyaniden des Mangans, Eisens und Cobalts feststellten, sich auch anderwärts nachweisen lassen. Freilich würden sich dabei oft der Erlangung genauer quantitativer Beziehungen grofse Schwierigkeiten in den Weg stellen, die vorzüglich von den Einflüssen des Aggregationszustandes und der Schwäche der Magnetismen und Diamagnetismen der Verbindungen herührten.

Wenn ich mir die Mittheilung weiterer Beobachtungen in dieser Beziehung vorbehalte, so war es doch zunächst

meine Absicht, in dieser Abhandlung einige allgemeinere Gesichtspunkte in Betreff des chemisch-magnetischen Verhaltens der Körper hinzustellen, an die sich dann die weiteren Bestimmungen anreihen könnten. Bis jetzt scheinen mir aus den bisherigen Ergebnissen folgende Resultate hervorzugehen.

1. Die annähernde Gleichheit des Atommagnetismus der ähnlich constituirten Sauerstoff- und Haloïdsalze der magnetischen Metalle, wie sie sich schon früher für die Salze des Eisens, Cobalts, Nickels, Mangans und Chrms, und neuerdings für die Salze des Cers, Didyms und Kupfers ergeben hat.

2. Zu diesen Verbindungen mit nahezu gleichem Atommagnetismus sind auch die Oxydhydrate der betreffenden magnetischen Metalle zu zählen.

3. Die Constanz des Atommagnetismus der magnetischen Metalle und der dieselben enthaltenden Atomgruppen beim Uebertritt aus einer binären Verbindung in eine andere ähnlich constituirte bei Zersetzung durch doppelte Wahlverwandschaft, so daß der Atommagnetismus der binären Verbindungen sich in diesem Sinn aus den Atommagnetismen ihrer Bestandtheile in ihrem jedesmaligen Zustand durch einfache Addition ergibt.

4. In den Doppelcyanüren der magnetischen Metalle ist dabei der Magnetismus des mit den cyanhaltigen Atomgruppen (z. B. $\text{Cy} + \frac{1}{2}\text{Me Cy}$ und $\text{Cy} + \text{Me}_2\text{Cy}$) verbundenen Metallatoms derselbe, wie in den einfachen Salzen, während die cyanhaltigen Atomgruppen, obgleich sie ein magnetisches Metall enthalten, einen viel geringeren Magnetismus oder sogar Diamagnetismus besitzen.

Der Atommagnetismus des Kaliumeisencyanids steht dabei in der Mitte zwischen den Atommagnetismen der entsprechenden Mangan- und Cobaltsalze; analog dem Verhalten der Oxydulsalze derselben Metalle. Gegen die Magnetismen der letzteren sind die Atommagnetismen der drei Cyanide um gleich viel verringert.

5. Das magnetische Verhalten der oxalsauren Doppel-

salze des Eisenoxyduls und Eisenoxyds beweist, entgegengesetzt den davon abweichenden Hypothesen, daß diese Salze auch im festen Zustande eine ganz ähnliche Constitution haben, wie die übrigen Eisenoxydul- und Eisenoxydsalze.

6. Dagegen besitzt das colloide Eisenoxyd einen nur etwa 0,21 mal so großen Atommagnetismus wie die Eisenoxydsalze und das Eisenoxydhydrat; so daß in ihm also die magnetische Atomgruppe wesentlich andere Eigenschaften zeigt.

7. Während das magnetische Verhalten der ammoniakalischen Kupfer- und Nickelverbindungen, mit Rücksicht auf den Einfluß der Dichtigkeitsveränderungen, sich als nahezu das gleiche ergibt, wie das der übrigen Sauerstoff- und Haloïdsalze, also in beiden Salzreihen die magnetischen Atomgruppen wesentlich dieselben sind, zeigen die sehr schwachen Magnetismen der Purpureo- und Luteocobaltiakverbindungen ihre von der Constitution der einfacheren Salze wesentlich abweichenden Atomgruppierungen.

8. Bei bedeutenden Aenderungen der Dichtigkeit kann sich in einzelnen Fällen der Magnetismus der Verbindungen im festen Zustand von dem Magnetismus derselben Verbindungen in der Lösung wesentlich unterscheiden, so z. B. bei dem Kupferbromid, Cobaltchlortür u. s. f.

9. Die Oxyde der magnetischen Metalle sind viel schwächer magnetisch, als ihre Oxydhydrate und Salze; doch ist noch nicht mit Sicherheit festzustellen, in wie weit dieser Unterschied auf Aenderungen der Dichtigkeit oder Verschiedenheit der Atomgruppierung zurückzuführen ist.

10. Die Schwefelverbindungen der magnetischen Metalle sind meist sehr viel schwächer magnetisch als die ihnen entsprechenden Salze.

11. Zwei einfache diamagnetische Elemente (Brom und Kupfer) können eine magnetische Verbindung liefern, während umgekehrt ein magnetisches Element bei seiner Verbindung mit einem fast indifferenten oder schwach diamag-

netischen Radical (Schwefel, Cyan in den Doppelcyanüren) seinen Magnetismus verlieren kann.

Vom physikalischen Standpunkte aus dürften namentlich diese letzteren Erfahrungen, so wie der Einfluss der Dichtigkeit der Anordnung der Molecüle auf das magnetische Verhalten der Körper von Interesse seyn. Eine vollständige Erklärung dieser Verhältnisse geben zu wollen, wäre ein verfrühter Versuch. Wollten wir uns aber an die jetzt bestehenden Hypothesen anlehnen, so könnten wir den Einfluss der Dichtigkeit daraus ableiten, dass die Wirkung einer dichteren Aneinanderlagerung der einzelnen Molecüle eines Körpers in doppelter Weise hervortreten könnte; einmal, indem die Molecüle weniger beweglich werden und so beim Einfluss einer äusseren magnetisirenden Kraft weniger dem Zuge derselben folgen, also der temporäre Magnetismus des Körpers kleiner wird; sodann, indem die Molecüle bei der Einstellung, ähnlich wie die Molecüle von metallischem Eisen aus grösserer Nähe auch eine stärkere magnetisirende Wechselwirkung aufeinander ausüben, und dadurch der Magnetismus des Körpers verstärkt wird. Wir könnten auch annehmen, dass in jedem Molecül eine Anzahl magnetischer Atome zu einer Gruppe vereint wären und bei Einwirkung der magnetisirenden Kraft einerseits die Atome gerichtet und dadurch der aus ihnen zusammengesetzte Körper magnetisch würde; anderseits aber auch, nach der Hypothese von W. Weber über den Diamagnetismus, in der Masse der ganzen Gruppe ein dauernder Kreisstrom inducirt würde, der dem magnetisirenden Strom entgegengesetzt wäre und so der Atomengruppe einen bestimmten Diamagnetismus ertheilte, der sich von dem gesammten Magnetismus der einzelnen Atome subtrahirte. Je nach der Dichtigkeit der Verbindungen könnte neben einer verschiedenen Beweglichkeit der Atome auch die Intensität des letzteren Stromes sich ändern, und so die Veränderungen des Magnetismus des Körpers bedingen. Sind die Körper krystallinisch, so könnten sich in der Lösung ihre einzelnen Theilchen auch leicht mit den Axen ihrer grössten Inductionsfähigkeit in der

Richtung der magnetisirenden Kraft einstellen und so einen größeren Magnetismus zeigen, als im festen Zustand, wo sie mit jenen Axen nach allen Richtungen durcheinander lägen.

Der Magnetismus der Verbindung zweier diamagnetischer Elemente, z. B. Brom und Kupfer, liesse sich vielleicht auf ähnliche Weise ableiten. Die Vermuthung, welche vielleicht von einigen Chemikern, die die Salzbildner als Superoxyde, die Haloïdsalze als Sauerstoffsalze ansehen wollen, aufgestellt werden könnte, daß der Magnetismus des Brom- und Chlorkupfers u. s. f. seinem Gehalt an dem magnetischen Sauerstoff zuzuschreiben wäre, wird dadurch widerlegt, daß das Kupfer in ganz sauerstofffreien Verbindungen, wie z. B. Kupfereisencyanür und Kupfereisencyanid, nahezu denselben Atommagnetismus besitzt, wie in jenen Haloïdsalzen. Es muß also der Magnetismus der Verbindungen wesentlich auf einer Aenderung der Eigenschaften der Molecüle des Kupfers selbst beruhen. Wir würden etwa wiederum annehmen können, daß die Atome des Kupfers magnetisch wären, aber vielleicht in dem metallischen Kupfer nur schwer durch die äußeren magnetisirenden Kräfte gerichtet werden könnten, daß zugleich in den gutleitenden Atomgruppen desselben die durch jene Kräfte inducirten, das diamagnetische Verhalten bedingenden dauernden Kreisströme sehr intensiv wären, und so der Diamagnetismus die magnetische Wirkung der Einstellung der Atome überwöge; während umgekehrt in den Verbindungen die einzelnen Atomgruppen des Kupfers mehr von einander getrennt, also weniger dicht würden. Hierdurch würde die magnetische Einstellung der Molecüle erleichtert, die Intensität der inducirten diamagnetischen Kreisströme aber geschwächt, und so überwöge die erste Wirkung die letztere. — Indefs möchte ich diesen, in unseren jetzigen Anschauungen über das Wesen des Magnetismus und Diamagnetismus begründeten complicirten Hypothesen, die eben nur ein Bild von jenen Vorgängen geben, noch keinen zu hohen Werth beilegen. Hoffentlich gelangen wir durch fortgesetztes Studium der Ein-

flüsse, welche den Magnetismus der einzelnen Molecüle in ihren verschiedenen Zuständen bedingen und abändern können, einmal zu einer klareren Vorstellung davon, in wiefern der Magnetismus eine den einzelnen Atomen eigenthümliche, unabänderliche Eigenschaft derselben sey, oder ob er von ihrer Lagerung abhängt, und sodann auch zu einer näheren Einsicht in das bis jetzt noch so sehr räthselhafte Wesen des Magnetismus selbst.

Carlsruhe den 22 Juni 1868.

II. *Untersuchung über die magnetische Polarisationsdrehung; von Hrn. A. De la Rive.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. *Arch. d. scienc. phys.* 1868, *Juillet.*)

Die von Faraday entdeckte magnetische Polarisationsdrehung ist eine der sonderbarsten und zugleich noch unerklärlichsten Erscheinungen in der Physik. Indefs ist sie der Gegenstand der Untersuchungen sehr vieler Physiker gewesen, unter anderen von E. Becquerel, Bertin, Wiedemann, Matthiessen, Edlund, Matteucci und Wertheim. Allein Verdet, obwohl der Zeit nach der letzte, ist vielleicht derjenige, der sie am gründlichsten und ausführlichsten untersucht hat. Vier Abhandlungen, successive von 1854 bis 1863 veröffentlicht, enthalten die Resultate seiner zahlreichen und beharrlichen Untersuchungen über diesen Gegenstand, und wenn er nicht durch einen frühzeitigen Tod seinen Freunden und der Wissenschaft entzogen worden wäre, würde er sie wahrscheinlich noch fortgesetzt haben. ¹⁾

1) Verdet, Marcet Emile, geboren 13. März 1824 zu Nîmes, starb 3. Juni 1866 zu Avignon. Die erwähnten vier Abhandlungen von ihm finden sich in den *Ann. de chim. et de phys. Sér. III, T. XLII, p. 370, T. XLIII, p. 37, T. LIII, p. 129 und T. LXIX, p. 415.*

Die magnetische Polarisationsdrehung kann unter verschiedenen Gesichtspunkten aufgefaßt werden und ist es auch geworden. Faraday, nachdem er das Fundamentalphänomen entdeckt, beschrieb die wesentlichen Charaktere desselben und untersuchte es bei einer großen Anzahl von Substanzen. E. Becquerel und Bertin führten bei dem Faraday'schen Verfahren einige glückliche Abänderungen ein und fügten den schon von dem englischen Physiker beobachteten Thatsachen etliche interessante hinzu. Bertin, insbesondere, entdeckte zwei Flüssigkeiten, die ein bedeutendes magnetisches Drehvermögen besitzen, das Zinnchlorid und den Schwefelkohlenstoff, und bestimmte einige wichtige Gesetze der Erscheinungen. Wiedemann studirte ausschliesslich das Drehvermögen eines elektrischen Stroms, der eine Drahtrolle durchlief, in deren Axe die den polarisirten Strahl durchlassende Substanz enthalten war, wobei der Effect, wie schon Faraday angegeben, derselbe ist, wie bei Wirkung eines Elektromagnets. Edlund, Matteucci und Wertheim beschäftigten sich vorzüglich mit dem Einfluß, welchen eine Abänderung des molecularen Zustands der vom polarisirten Strahl durchlaufenen Körper auf die magnetische Polarisationsdrehung ausübt. Endlich hatten einige Physiker verschiedene theoretische Betrachtungen über die Natur und Ursache der Erscheinung ausgesprochen. Ich selbst versuchte in meinem *Traité de l'électricité* (1853) T. I, p. 555 das magnetische Drehvermögen der Körper auf deren Brechvermögen zurückzuführen.

Aus dieser kurzen Aufzählung kann man ersehen, daß ungeachtet der vielen, theils experimentellen, theils theoretischen Arbeiten die Wissenschaft noch weit davon entfernt war, ihr letztes Wort über die Phänomene der magnetischen Polarisationsdrehung gesprochen zu haben, als Verdet sich des Gegenstandes bemächtigte. Man verdankt ihm durch neue und äußerst genaue Methoden die Feststellung der Gesetze der Erscheinung, sofern es den Einfluß der Intensität und der Richtung der wirkenden Kräfte betrifft. Nach Erlangung dieser Gesetze suchte er auf eine genauere Weise

als es bis dahin geschehen war, die magnetische Polarisationsdrehung bei einer ziemlich großen Zahl von Substanzen zu bestimmen und entdeckte, daß gewisse Lösungen von Eisen und anderen Metallen die Polarisationssebene unter magnetischem Einfluß in umgekehrtem Sinne drehen wie die meisten durchsichtigen Substanzen. Es gelang ihm übrigens nicht, irgend eine Beziehung zwischen dem magnetischen Drehvermögen der Körper und den anderen Eigenschaften derselben aufzufinden. Nicht glücklicher war er, als er suchte, die magnetische Drehung der Polarisationssebene mit der Länge der Lichtwellen zu verknüpfen, obwohl er beim Operiren mit Strahlen von verschiedenen Farben fand, daß diese Drehung *annähernd* dem Gesetze des umgekehrten Quadrats der Wellenlänge folge. Der Unterschied zwischen der Beobachtung und dem Gesetz war desto bedeutender, je mehr die Substanz mit einer starken Dispersion begabt war, ohne daß jedoch ein constantes Verhältniß zwischen diesem Unterschied und der Dispersion selbst vorhanden war. Endlich erkannte er, daß die mit starker Refraction begabten Substanzen im Allgemeinen ein großes magnetisches Drehvermögen besitzen, ohne daß jedoch zwischen beiden Eigenschaften ein constantes Verhältniß besteht. *Dieser Satz, sagt Verdet, ist eine Einschränkung einer zu allgemeinen Regel, welche Hr. de la Rive gegeben hat.*

Aus dieser kurzen Darlegung ersieht man, daß noch viel zu thun bleibt, um die Ursache der magnetischen Polarisationsdrehung oder wenigstens die Beziehungen derselben zu anderen Eigenschaften, sey es der Körper, sey es des Lichtes, aufzufinden. Ich habe mich zu verschiedenen Malen mit dieser Aufgabe beschäftigt, und obwohl ich bisher noch nicht zu sehr positiven Schlüssen gelangte, so glaube ich doch, daß die erhaltenen Resultate bis zu einem gewissen Punkt zur Aufhellung der Frage beitragen können.

Vom Anfang an hat die Faraday'sche Entdeckung zwei sehr verschiedene Meinungen rücksichtlich der Erklärung der magnetischen Polarisationsdrehung hervorgerufen.

Die Einen glauben, daß kräftige Magnete die Molecular-Constitution durchsichtiger Körper abändern und ihnen so die Eigenschaften, welche gewisse Substanzen, wie Terpen-
thinöl und Quarz von Natur besitzen, für einen Moment
ertheilen könnten. Die Anderen, zu welchen Faraday
selbst gehört, machen die Annahme, daß die magnetische
Wirkung direct auf den intermolecularen Aether der durch-
sichtigen Substanz ausgeübt werde. Das Haupt-Argument
von Faraday war: daß zuwider dem, was bei den Kör-
pern von natürlicher Polarisationsdrehung stattfindet, die
Ablenkungen der Polarisationssebene eines Strahles, welcher
eine durchsichtige Substanz hin- und zurück durchläuft,
nicht vernichtet, sondern in dem Fall, wo die Polarisations-
drehung eine magnetische ist, addirt werden, ein Beweis,
daß der Effect nicht von einer besonderen, den materiellen
Theilchen eingepprägten Anordnung herrührt, vielmehr innig
verknüpft ist mit der wirkenden äusseren Kraft, folglich
mit der Richtung der das Phänomen erzeugenden Ströme
des Magnets oder der Drahtrolle.

Durch verschiedene Betrachtungen war ich zu demselben
Schluß gelangt wie Faraday ¹⁾, nur machte ich bemerk-
lich, daß die Gegenwart der wägbaren Materie nothwendig
sey zur magnetischen Wirkung auf den Aether, weil die-
selbe im Vacuo nicht stattfindet, und daß, da ihre Intensi-
tät nach der Natur und dem physischen Zustand dieser wäg-
baren Materie verschieden sey, es Wahrscheinlichkeit habe,
daß sie durch Vermittlung der wägbaren Theilchen auf den
Aether zu Stande komme. Bei dieser Gelegenheit bemerkte
ich, daß die Dichtigkeit des Aethers in den durchsichtigen
Substanzen einen großen Einfluß auf das Phänomen haben
müsse, weil die magnetische Polarisationsdrehung bei den
brechbarsten Substanzen am stärksten sey, eine Regel, die
übrigens, wie Verdet gezeigt hat und ich schon gesagt
habe, mehr als eine Ausnahme darbietet.

Der erste Punkt, welcher bei Wiederaufnahme meine
Aufmerksamkeit auf sich zog, war gerade der eben bezeich-

1) Siehe meinen *Traité de l'électricité*, T. I, p. 555.

nete, das Verhältniß zwischen dem Molecularzustand des Körpers und dessen magnetischen Drehvermögen.

Verschiedene Physiker, unter anderen Matteucci, haben gezeigt, daß ein Druck auf das Glas dessen magnetisches Drehvermögen abändert, verringert und selbst vernichtet, wenn die Zusammendrückung sehr stark ist, oder vergrößert in dem einen oder anderen Sinn. Wertheim dagegen zeigte seinerseits mittelst sehr sorgfältiger Versuche an verschiedenen durchsichtigen Substanzen, welche er einem wachsenden Druck oder Zug aussetzte, daß die Erscheinungen der magnetischen Polarisationsdrehung in dem Maasse bei den Substanzen verschwinden, als sie aufhören, mechanisch homogen oder optisch isotrop zu seyn, als sie folglich die Eigenschaft der Doppelbrechung erhalten. Er bemerkt, daß unter den von Natur doppeltbrechenden Körpern oder denen, die durch Anwendung einer mechanischen Kraft dazu gemacht sind, diejenigen das mechanische Drehvermögen am stärksten besitzen, welche mit dem Doppelbrechvermögen am schwächsten begabt sind.

In all den eben erwähnten Fällen nahmen die Substanzen, welche ihr magnetisches Drehvermögen durch Wirkung eines Druckes oder Zuges verloren haben, dasselbe wieder an, so wie der Druck oder Zug aufhört, abgerechnet einige Ausnahmefälle. Allein dem ist nicht mehr so, wenn die Molecular-Modification, statt durch eine mechanische Action, durch eine elektrische Entladung bewirkt worden ist. Das gelang mir durch einige Versuche festzustellen, über welche ich jetzt berichten will. Als ich ein Kronglas-Prisma, welches durch die Entladung eines großen Rühmkorff'schen Apparats durchbohrt worden war, zwischen die Pole eines Elektromagnets brachte, fand ich, daß es sein magnetisches Drehvermögen fast ganz verloren hatte, daß es also doppeltbrechend geworden war. Derselben Probe unterwarf ich ein Kronglasprisma von geringeren Dimensionen, ein anderes ähnliches von Flintglas, und ein kleineres von schwerem Faraday'schen Glase.

Alle gaben dasselbe Resultat, was ich auch bestätigt fand, als ich sie mit anderen Stücken verglich, die nicht der Wirkung einer Entladung ausgesetzt worden waren ¹⁾. Der Durchgang einer starken elektrischen Entladung prägt also den isolirenden durchsichtigen Substanzen eine bleibende Molecular-Modification ein, analog der, welche ein Druck oder Zug hervorruft, aber nur momentan. Sonderbarer Weise ist diese Modification nicht auf diejenigen Portionen der Substanz beschränkt, welche der Fährte des Durchgangs der Entladung nahe liegen, sondern ausgedehnt auf die ganze Masse, selbst wenn dieselbe beträchtlich ist ²⁾, so daß die ganze Masse eine Molecular-Modification erleidet, die in nichts das Ansehen des Körpers verändert. Bekanntlich ist der Weg, welchen die Entladung genommen hat, bezeichnet durch einen Mangel an Durchsichtigkeit in denjenigen Glastheilen, welche dem mehr oder weniger geschlängelten Risse, den der Durchgang der Elektricität gemacht hat, anliegen. Diese Theilchen allein haben nun das magnetische Drehvermögen behalten, denn sie erscheinen schwarz, wenn der sie durchdringende polarisirte Strahl erloschen ist, und werden unter der Wirkung des Magnetismus wiederholt.

Mehrmals habe ich versucht durch Flüssigkeiten, welche dem polarisirten Strahl ausgesetzt waren, entweder starke Entladungen eines Rühmkorff'schen Apparats oder einen Volta'schen Strom hindurchzulassen, je nachdem sie Isolatoren waren, wie Schwefelkohlenstoff, oder Leiter, wie

1) Einige Zeit, nachdem ich diese Versuche der Pariser Akademie mitgetheilt hatte (*Compt. rend. T. LX* (1865) p. 1005), erhielt ich von Hrn. Morren, Prof. an der Fakultät der Wissenschaften zu Marseille, einen Brief, in welchem derselbe mir meldete, daß er dieselben Resultate wie ich erhalten und sie seinen Zuhörern gezeigt habe. Er gab zu, daß er, da er sie nicht veröffentlichte, kein Recht habe, eine Priorität zu beanspruchen, die ich ihm übrigens bewillige. Es ist nicht das erste Mal und wird auch nicht das letzte seyn, daß zwei Personen, mit demselben Gegenstand beschäftigt, zugleich denselben Versuch anstellen.

2) Das größte der von mir angewandten Kronglasprismen war 65 Centn. lang, 40 breit und 30 dick.

Zinkchlorid ¹⁾, aber ich habe nicht gefunden, daß daraus eine Aenderung ihres magnetischen Drehvermögens hervorging. Ich liefs die Entladungen oder den Strom bald longitudinal, bald transversal hindurchgehen, aber der Effect war immer Null. Es sind also nur die starren Körper, welche unter dem Einfluß äußerer Kräfte entweder vorübergehende oder bleibende Molecular-Modificationen erleiden, welche die magnetische Rotation derselben verändern oder vernichten.

Das mit den Flüssigkeiten erhaltene negative Resultat war schon ein recht starker Einwand gegen die Meinung, welche das von Faraday entdeckte Phänomen von einer in den durchsichtigen Substanzen durch den Magnetismus hervorgerufenen Molecular-Modification ableitet. Denn die Flüssigkeiten, welche nicht einer solchen Modification fähig zu seyn scheinen, zeigen dafsungeachtet das Phänomen der magnetischen Polarisationsdrehung im höchsten Grade.

Ich suchte diese indirecte Folgerung durch verschiedene Versuche zu bestätigen; allein es gelang mir durchaus nicht, das magnetische Drehvermögen bei flüssigen oder starren Substanzen dadurch zu verändern, daß ich ihnen, während sie unter dem Einfluß des Magnets einen polarisirten Strahl durchliefsen, entweder eine grofse Geschwindigkeit oder sehr bedeutende Molekularbewegungen einprägte. Um diese Versuche zu machen, war ich genöthigt die Flüssigkeiten in cylindrische Gefäße einzuschliefsen, die durch zwei parallele Glasscheiben verschlossen waren. Die Ränder dieser Scheiben zeigten aber fast immer die Eigenschaften des gehärteten Glases, was meine Versuche sehr schwierig machte. Anfangs glaubte ich, diese Härtung von der combinirten Wirkung des Magnets und der schwingenden oder sehr raschen fortschreitenden Bewegung des Glases ableiten zu können; allein directe Versuche zeigten mir, daß dem nicht so sey,

1) Schon Faraday hatte zur Zeit seiner Entdeckung mehrer Versuche ähnlicher Art gemacht, aber ohne Erfolg. Er benutzte keine Entladungen des Rühmkorff'schen Apparates, versuchte aber statische Elektrizität von hoher Spannung anzuwenden, jedoch ganz ohne Nutzen.

dafs das Glas unter solchen Einwirkungen keinen Effect der Art erleidet ¹⁾).

Ich glaube also, dafs die Physiker, namentlich Matteucci, welche eine Einwirkung der magnetischen Kräfte auf den Molecularzustand des Glases wahrzunehmen glaubten, sich im Irrthum befanden, und dafs folglich die Langsamkeit, mit welcher das Faraday'sche Glas sein magnetisches Drehvermögen bei aufhörender Wirkung des Magnets verliert, nicht zugeschrieben werden kann einer mehr oder weniger langen Rückkehr in seinen molekularen Gleichgewichtszustand, wenn derselbe durch die Wirkung des Magnets momentan gestört worden ist. Diese Verlangsamung rührt offenbar vom Magnetismus des Magnetes selber her. Davon überzeugte ich mich folgendermaafsen.

Ich unterwarf verschiedene Körper, z. B. schweres Faraday'sches Glas, Prismen von Flint- und von Kronglas, Schwefelkohlenstoff, Chlorzinklösung usw., indem ich sie unter ganz ähnlichen Umständen zwischen die Pole eines selben Elektromagnets brachte, und nachdem ich den polarisirten Strahl, welcher unter dem Einfluß der Magnetisirung durch diese Substanzen gegangen war, so gedreht hatte, dafs er dem Auge die sensible blaue Farbe zeigte, änderte ich mit dem Commutator plötzlich den Sinn der Magnetisirung. Der Strahl ging aus der blauen Farbe durch eine dunkelrothe in eine helle, fast weisse über, und dazu waren ungefähr drittheil Sekunden erforderlich. Änderte man abermals den Sinn der Magnetisirung, so erforderte der Uebergang aus der hellen Farbe in die blaue vier und eine halbe Sekunde, eine Zeit, welche fast die der Dauer der dunkelrothen Farbe war, während diese Dauer in dem vorhergehenden Fall nur drittheil Sekunden betrug. Ich

1) Schon Matteucci hat gezeigt, dafs man die Molekular-Constitution des Glases durchaus nicht ändert, wenn man ihm, während es unter dem Einfluß des Magnetes ist, eine Schwingungsbewegung einprägt. Unter einer anderen Form als ich wies er auch nach, dafs eine fortschreitende Bewegung ohne Einfluß auf die uns beschäftigende Erscheinung ist (*Ann. de chim. et de phys.* T. XXIV, p. 499).

schreibe diesen Unterschied dem Umstand zu, daß im ersten Fall das Auftreten der hellen Farbe die rothe augenblicklich im Auge verschwinden macht, wogegen im zweiten Fall die rothe Farbe noch da ist, während die blaue dunklere zu erscheinen beginnt. Alle Substanzen, starre wie flüssige, gaben fast genau dieselben Resultate. Die geringen Unterschiede, welche man beobachtete, rührten her von der mehr oder weniger großen Geschwindigkeit, mit welcher der Commutator bewegt wurde. Ich muß hinzufügen, daß wenn man, statt den Strom umzukehren, ihn bloß unterbrach, man die dunkelrothe Farbe bekam, die dann anhielt; allein ihr Auftreten war nicht mehr instantan.

Ich ersetzte die Wirkung des Magnets durch die directere des elektrischen Stroms, indem ich die verschiedenen Substanzen in die Axe einer Kupferdrahtrolle brachte, die ein starker elektrischer Strom durchlief. Denselben Commutator wie beim Elektromagnet anwendend, unterbrach ich entweder bloß den Strom, oder kehrte ihn rasch um. Die Farbenveränderung des polarisirten Strahls geschah nun nicht mehr allmählig wie zuvor, sondern augenblicklich, so daß die intermediäre Farbe gar nicht sichtbar ward. Dieser letzte Versuch beweist klar, daß es nicht eine mehr oder weniger langsam eintretende und mehr oder weniger langsam verschwindende Modification im Molecularzustand des Körpers ist, welcher man die Dauer des Uebergangs von einer Farbe zur andern bei Anwendung des Elektromagnets zuschreiben darf, weil sie sonst auch beim Gebrauch der Drahtrolle stattfinden müßte.

Diese Dauer hat also ihre Ursache in der Anwendung des Magnets, und rührt von der Zeit her, welche die Eiseitheilchen erfordern, um die die Magnetisirung begleitenden Gleichgewichtslagen anzunehmen, zu verlassen und wiederum anzunehmen. Man kann sonach, wenn man die Aufeinanderfolge der Farben sorgfältig beobachtet, die verschiedenen Phasen der Magnetisirung verfolgen. Geht man z. B. von der blauen (sensiblen) Farbe aus, so gewahrt man, daß dieselbe erst lange nach der Unterbrechung oder Umkehrung

des Stroms verschwindet, und dafs im letzteren Fall die rothe Farbe sich erst nach der Umkehrung der Magnetisirung zu zeigen anfängt, um zwei bis vier Minuten zu dauern. Man sieht daraus sehr deutlich, dafs die Magnetisirung einer grofsen Eisenmasse, wie die eines Elektromagnets, nicht augenblicklich mit dem sie hervorruhenden elektrischen Strom entsteht und vergeht, und dafs selbst zwei entgegengesetzte Magnetisirungen in einem und demselben Stücke Eisen einige Augenblicke zusammen vorkommen und sich das Gleichgewicht halten können, ohne einander zu zerstören, wie es die Dauer der diesem Gleichgewichtszustand entsprechenden rothen Farbe anzeigt. Es wäre interessant das eben beschriebene Phänomen auf Eisen von verschiedenen Dimensionen, Gestalten und Beschaffenheiten anzuwenden, um die Schnelligkeit zu verfolgen, mit welcher die den Magnetisirungsänderungen entsprechenden Farbenänderungen eintreten. Man hätte solchergestalt ein sehr empfindliches Verfahren, um die Variationen der Molecularconstitution dieser verschiedenen Eisenarten zu studiren, was vielleicht auf diese Molecular-Constitution selber Licht werfen könnte.

Es scheint mir also wohl erwiesen, dafs die Wirkung des Magnets bei dem Phänomen der magnetischen Polarisationsdrehung nicht darin besteht, die Molecular-Constitution der dieser Wirkung unterworfenen Substanz zu modificiren. Es ist offenbar, wie schon gesagt, der intermolecularen Aether, auf welche sie ausgeübt wird. Man begreift demnach, dafs diese Wirkung, welcher Art sie auch seyn möge, desto stärker seyn mufs, als der Aether dichter ist, und in der That sind es auch die brechendsten Substanzen, bei welchen man, unter ähnlichen Umständen, das stärkste magnetische Drehvermögen vorfindet; allein es giebt zahlreiche und wichtige Ausnahmen von dieser Regel. Ich selbst habe, wie schon gesagt, eine sehr merkwürdige beobachtet. Da ich der Gefälligkeit des Hrn. Lamy, durch Vermittlung des Hrn. H. Deville, eine gewisse Menge *Thallium-Alkohol* verdanke, so konnte ich diese sonderbare Substanz dem Versuch unterwerfen. Nun fand ich, dafs sie unter dem

Einfluß des Magnets die Polarisationssebene um 16° drehte, während der Schwefelkohlenstoff unter denselben Umständen nur eine Drehung von 8° bewirkte; und dennoch ist der Schwefelkohlenstoff eine der Substanzen, welche den stärksten Polarisationscoefficienten besitzen ¹⁾.

Das magnetische Drehvermögen des Thallium-Alkohols wäre also sogar höher als das des schweren Faraday'schen Glases, welches nur doppelt so groß ist wie das des Schwefelkohlenstoffs; dagegen drehte das Thalliumglas, welches Hr. Lamy gleichfalls die Güte hatte mir zu schicken, die Polarisationssebene unter magnetischem Einfluß nur um 6° , während ein ebenso langes Stück vom schweren Glase unter demselben Umstande eine Drehung von 8° bewirkte. Freilich war das Stück Thalliumglas ein wenig gehärtet, was sein Drehvermögen schwächen mußte.

Um wieder auf den Thalliumalkohol zurückzukommen, so ist offenbar seyn magnetisches Drehvermögen doppelt so groß wie das des Schwefelkohlenstoffs, und da sein Brechvermögen nur wenig größer ist als das des letzteren ²⁾, so ist daraus zu schließen, daß das magnetische Drehvermögen einer gegebenen Substanz nicht alleinig von der Dichtigkeit des intermolekularen Aethers abhängt. Es ist also in den Körpern eine andere Eigenschaft vorhanden, welche auf dieses Vermögen einzuwirken vermag. Unter den Eigenschaften, welche der Thalliumalkohol besitzt, ist eine charakteristische, nämlich seine ungeheure Dichte, die 3,55 beträgt, so daß er nach dem Quecksilber die schwerste Flüssigkeit ist. Aus den Untersuchungen des Hrn. Matthiessen ersehen wir gleichfalls, daß unter den vielen Glassorten, welche er untersucht hat, diejenigen, welche die größte Dich-

1) Während des Druckes dieser Notiz erhielt ich von Hrn. Lamy eine Mittheilung, in der er mir meldete, daß auch er das Drehvermögen des Thalliumalkohols bestimmt und gleich 17° gefunden habe, das des Schwefelkohlenstoffs unter denselben Umständen gleich 9° . Der Unterschied zwischen unseren beiden Bestimmungen ist also nur schwach.

2) Nach Hrn. Lamy ist der mittlere Refractions-Index des Thalliumalkohols 1,677 und nach Verdet der des Schwefelkohlenstoffs 1,633 für dieselbe Linie *D*.

tigkeit haben, auch die sind, welche das magnetische Drehvermögen am stärksten zeigen. Mehrere Beobachter haben dasselbe von den verschiedenen Arten des Flintglases bemerkt. Es ist also aufser der Dichtigkeit des Aethers, die der Substanz selbst, welche einen Einfluss auf die magnetische Polarisationsdrehung ausüben würde.

Bei folgenden drei Substanzen macht sich dieser doppelte Einfluss in ziemlich charakteristischer Weise geltend: Chlorkohlenstoff, obwohl von gröfserer Dichte (1,53) als Schwefelkohlenstoff (1,263), hat dennoch ein geringeres magnetisches Drehvermögen, allein sein Refraktionsindex ist 1,466, während der des Schwefelkohlenstoffs 1,633 ist. Andererseits hat der Thalliumalkohol ein doppelt so großes magnetisches Drehvermögen, wie der Schwefelkohlenstoff, obwohl ihre Refraktionsindices sehr wenig verschieden sind; allein seine Dichte ist auch 3,55, während die des Schwefelkohlenstoffs nur 1,263 ist.

Aus dieser wesentlich experimentellen Untersuchung der Phänomene der magnetischen Polarisationsdrehung geht hervor:

1. Dafs diese Phänomene nur auftreten können, wenn der Aether in einen wägbaren Körper eingeschlossen ist, darin eine gewisse Dichtigkeit besitzt und gleichförmig vertheilt ist, weil sie nicht stattfinden im Vacuo, so wenig wie in elastischen Flüssigkeiten, noch in Substanzen, die nicht optisch isotrop sind.

2. Dafs die Molekularconstitution des Körpers ebenfalls einen Einfluss auf die magnetische Polarisationsdrehung ausübt, entweder indirect, indem die Natur der Theilchen auf den Zustand des intermolekularen Aethers, besonders seine Dichte einwirkt, oder direct, indem die Dichtigkeit einer Substanz, unabhängig vom Zustand des darin enthaltenen Aethers, Einfluss hat auf die Intensität dieser Polarisation.

3. Aus diesem kann man schliessen, dafs die Wirkung des Magnetismus und der elektrischen Ströme bei den in Rede stehenden Phänomenen auf den Aether stattfindet, nicht geradezu, sondern vermittelt durch die wägbaren Theilchen,

wodurch sich erklärt, weshalb unter ähnlichen Umständen der Effect desto bedeutender ist, je dichter der Körper, d. h. je gedrängter seine Theilchen liegen, je mehr Angriffspunkte auf den Aether vorhanden sind, und weshalb, je nach der Natur der Theilchen, die Drehung in dem einen oder dem anderen Sinn geschieht, wie Verdet entdeckt hat.

Es erübrigt noch zu wissen, von welcher Natur die Wirkung sey, die das wägbare Theilchen *unter* dem Einfluß des Magnetismus auf den umgebenden Aether ausübt. Allein dazu müßte man zuvor wissen, welche Wirkung das Theilchen für sich *ohne* Einfluß des Magnetismus auf den Aether ausübt. Diese beiden Fragen sind innig mit einander verknüpft. Nun ist es wahrscheinlich, daß der Einfluß des Magnets wesentlich darin besteht, daß er in der Bewegung des polarisirten Lichts eine Veränderung hervorbringt, die übrigens nach der Natur des wägbaren Theilchens in dem einen oder dem anderen Sinne geschieht.

III. *Ueber die Bedingungen der Entladung der Elektrizität durch verdünnte Luft;* von Carl Schultze.¹⁾

Die Entladung der Elektrizität zwischen zwei Elektroden, die sich in einem Luftraum in bestimmter Entfernung gegenüberstehen, geschieht bekanntlich bei um so geringerer Spannung, je verdünnter die Luft ist. Nach den Versuchen von Knochenhauer²⁾ sind Dichtigkeit der Luft und Dichtigkeit der Elektrizität, durch die mittlere Dichtigkeit der zu entladenden Batterie gemessen, proportional; für geringe Luftdichtigkeiten nimmt die erforderliche elektrische Dichtigkeit in noch größerem Verhältnisse ab. Das Vacuum

1) Die Untersuchung wurde im Laboratorium des Hrn. Prof. Magnus in Berlin ausgeführt.

2) Pogg. Ann. Bd. 58, S. 227.

aber, nimmt man an, gestattet der Elektrizität keinen Durchgang; dies beweisen anscheinend ältere Versuche über die möglichst gasfreie Leere eines ausgekochten Barometers¹⁾, ferner die Versuche von Gassiot²⁾, welcher in einem mit Kohlensäure gefüllten Glasrohr die Kohlensäure durch Aetzkali absorbiren liess, wodurch bei vollkommener Reinheit des Gases wohl ein absolut leerer Raum hätte entstehen können. Aber auch durch einen Raum, in welchem die Luft durch Auspumpen so stark verdünnt ist, dass ihr Druck einer Quecksilbersäule von 0,3 bis 0,1^{mm} entspricht, sah Plücker³⁾ die Elektrizität nicht mehr übergehen. Seitdem ist das Aufhören des Ueberganges der Elektrizität durch sehr stark verdünnte Luft mehrfach beobachtet worden, stets bei Anwendung von Inductionsströmen; für eine Barometerleere von grosser Länge hatte Morgan⁴⁾ gefunden, dass auch bei starker Ladung durch die Elektrisirmaschine die Elektrizität nicht von dem Quecksilber durch die Leere ging.

Ob für Elektrizität von verschiedener Spannung die Gränze der Luftverdünnung, bei welcher der Durchgang der Elektrizität aufhört, verschieden ist, ist nicht untersucht worden. Plücker, a. a. O., giebt bei Beschreibung der elektrischen Lichterscheinung in sehr verdünnter Luft an, dass sich dieselbe durch Veränderung der Intensität des Inductionsstromes nicht merklich ändere; dabei wurde einmal ein kleines Rühmkorff'sches Inductorium, durch eine Zelle in Gang gesetzt, angewendet, das andere Mal ein grosses Inductorium, durch mehrere Zellen erregt. Da ferner Plücker, wie später auch v. Waltenhofen, aus der beobachteten Luftverdünnung, bei welcher der Inductionsstrom nicht ferner übergeht, auf die Gränze der Höhe schliessen, bis zu welcher das Nordlicht, als eine elektrische Entladung, sich erstrecken kann, so scheinen sie anzunehmen, dass durch so verdünnte Luft überhaupt keine

1) Siehe Riefs, Reibungselektrizität Bd. I, §. 34 bis 37.

2) *Philosophical Transactions*, vol. 149, p. 154.

3) *Pogg. Ann.* Bd. 107, S. 111.

4) Siehe Riefs a. a. O.

Elektricität mehr übergehen kann. Gassiot ¹⁾ hat bemerkt, daß bei sehr weit gehender Verdünnung in einem mit Kohlensäure gefüllten Rohre das elektrische Licht als allgemeine Helligkeit erscheint, welche immer geringer wird und endlich verschwindet, daß aber bei Erhöhung der Spannung des Inductionsstromes, durch Einfügen des Condensators in die Primärspirale, das Licht wieder sichtbar wird. Endlich giebt A. v. Waltenhofen ²⁾ an, daß die Elektricität, wenn sie zwischen Elektroden von einer gewissen Form nicht mehr übergeht, wohl noch zwischen anders geformten durch Luft von derselben Verdünnung sich ausgleichen kann.

Unter der Annahme, daß der verdünnten Luft ein elektrisches Leitungsvermögen, etwa nach Art der Metalle, zuzuschreiben ist, hat Morren ³⁾ die Abhängigkeit dieses Leitungsvermögens von dem Grade der Verdünnung untersucht, indem er dasselbe aus der galvanometrischen Wirkung eines Inductionsstromes bestimmte, in dessen Kreis eine Geißler'sche Röhre mit veränderlichem Druck eingefügt ist. Morren fand, daß die Luft bei einer gewissen Verdünnung anfängt zu leiten, bei einem gewissen Druck ein Maximum des Leitungsvermögens hat, welches bei fortschreitender Verdünnung geringer und bei einem gewissen Druck Null wird. Mit Vernachlässigung des Widerstandes der metallischen Schließung construiert M. hiernach eine Curve für das Leitungsvermögen der Luft, indem er dasselbe den beobachteten Stromstärken proportional setzt. Da aber bei gehöriger Nähe der Elektroden der Uebergang des Inductionsstromes auch durch gewöhnliche Luft stattfindet, so müßte auch für diese ein Leitungsvermögen angenommen werden; die für eine bestimmte Spannung des Inductionsstromes und für einen bestimmten Abstand der Elektroden gefundenen Zahlen haben daher keine allgemeine Bedeutung. Das Unzutreffende der ganzen Betrachtungsweise wird sich aus dem folgenden noch weiter ergeben.

1) a. a. O. S. 156.

2) Pogg. Ann. Bd. 126, S. 535.

3) *Ann. de chim. phys.* [4] t. 4, p. 330.

2. Bei Anwendung eines Rühmkorff'schen Inducto-
 riums, welches in der Luft zwischen zugespitzten Draht-
 elektroden eine Schlagweite von etwa 5^{mm} gab, gelang es
 mir eine Geißler'sche Röhre mittelst der Geißler'schen
 Quecksilberluftpumpe so weit zu leeren, daß der Strom
 nicht mehr überging. Als dann die Spannung an den Po-
 len der Inductionsspirale, durch Verstärken des primären
 Stromes, erhöht wurde, fand der Uebergang wieder statt;
 durch weiteres Entleeren des Geißler'schen Rohres konnte
 der Uebergang der Elektricität wiederum unterbrochen wer-
 den, aber der Strom der Holtz'schen elektrischen Maschine
 ging auch durch das möglichst entleerte Rohr noch über,
 die Abhängigkeit des Ueberganges der Elektricität durch
 sehr verdünnte Luft von der Spannung war damit festge-
 stellt. Um die Spannungen zu bestimmen, bei welchen der
 Durchgang der Elektricität eintritt, kann man nicht wohl
 nach der Methode verfahren, welche Knochenhauer an-
 gewendet hat um diese Bestimmungen für mäßig verdünnte
 Luft auszuführen; ich wendete deshalb eine einfache Anord-
 nung an, deren sich auch Faraday zur Untersuchung der
 Schlagweiten in verschiedenen Gasen bedient hat. Von den
 Polen einer Holtz'schen elektrischen Maschine, welche zu
 den folgenden Versuchen vorzugsweise benutzt worden ist,
 wegen der Leichtigkeit, mit welcher sie Elektricität von ho-
 her Spannung liefert, führten zwei Drähte zu den Elektro-
 den der Geißler'schen Röhre, welche mit einer Geiß-
 ler'schen Luftpumpe in Verbindung war; zwei andere
 Drähte zu den Elektroden eines Funkenmikrometers, wel-
 ches frei in der Luft stand. Durch Verstellen der Elektro-
 den des Funkenmikrometers, welche aus Kugeln von 11^{mm}
 Durchmesser bestanden, konnte das Maximum der Spannung,
 welches die Elektroden der Geißler'schen Röhre anneh-
 men konnten, regulirt werden; gingen nämlich die Entla-
 dungsfunken der kleinen mit der elektrischen Maschine ver-
 bundenen Röhrenflasche zwischen den Kugeln über, so hat-
 ten die Elektroden der Geißler'schen Röhre eine annä-
 hernd dem Abstände dieser Kugeln proportionale Spannung.

Zur Ermittlung der für den Durchgang durch die Röhre erforderlichen elektrischen Spannung wurde so verfahren: die Kugeln des Funkennikrometers waren so weit entfernt, daß die Entladung in der Geißler'schen Röhre begann; sie wurden dann so weit genähert, daß die Entladung nur zwischen ihnen stattfand, darauf wieder entfernt bis die Entladung wieder in der Röhre geschah. Zwischen diesen Gränzwertlien liegt der gesuchte Werth der elektrischen Spannung. Das Aufhören der Lichterscheinung in der Röhre wurde als Zeichen für das Aufhören des Ueberganges der Elektrizität genommen.

Die sehr geringen Dichtigkeiten der Luft, welche hier in Betracht kommen, kann man nicht durch das Quecksilbermanometer messen. Einen Anhaltspunkt für den Druck erhält man aus dem Verhältniß des Volumens des leer zu pumpenden Recipienten zur Summe der Volume des Recipienten und der Kugel des Pumpenrohres, welche bei jedesmaligem Pumpen leer gemacht und dann mit dem Recipienten verbunden wird, sowie der Anzahl der Wiederholungen der Operation; die Dichtigkeiten nehmen in einer geometrischen Reihe ab, deren Coëfficient das Volumverhältniß ist ¹⁾. Die zu untersuchende Röhre war mit der Pumpe in der Weise in Verbindung, daß der in eine Spitze ausgezogene Fortsatz derselben in das Rohr des Hahnstücks der Pumpe eingesteckt und mittelst eines übergezogenen Kautschukschlauchs verbunden war. Diese Verbindung hält so dicht, daß bei vollständiger Evacuierung nach zwölf Stunden eine Veränderung

- 1) Man könnte die Bestimmung der Dichtigkeit directer ausführen, indem man das Volumen der jedesmal beim Pumpen entweichenden Luft mißt, welche vorher die ganze Kugel des Pumpenrohres erfüllt hatte; die Luftblase wird aber, da sie unter dem Druck der Atmosphäre entweichen muß, bald so klein, daß sie durch das Quecksilber nicht mehr aufsteigt. Dann ist man der Gränze der durch die Pumpe erreichbaren Verdünnung nahe. Die im Folgenden gegebenen Zahlen für die Drucke, von denen immer nur die zwei oder drei ersten beobachtet, die übrigen daraus berechnet sind, sind nur so weit fortgeführt als noch beim Pumpen das Entweichen der Luftblase beobachtet werden konnte.

des Standes des mit der Pumpe verbundenen Quecksilbermanometers nicht zu erkennen war. Es wurden auch mit dem Hahnstück verschmolzene Röhren angewendet.

3. Eine Röhre, welche aus zwei Glaskugeln von 50^{mm} Durchmesser und einem dieselben verbindenden 15^{mm} weiten cylindrischen Theil von 50^{mm} Länge bestand, und welches 1^{mm} dicke Aluminiumelektroden in 50^{mm} Abstand enthielt, gab folgende Resultate:

Druck in Millimetern	Gränzwerthe der Schlagweite des Funkenmikrometers in par. Linien.
157	1,7 — 2
44	0,35 — 0,4
12	0,15 — 0,2
3,4	0,1
0,9	0,05
0,26	0,1
0,07	0,1 — 0,15
0,021	0,2 — 0,7
0,006	1,4 — 3
—	2,2 — 3

Ein cylindrisches 16^{mm} weites Glasrohr mit Elektroden von dünnem Platindraht in 90^{mm} Abstand ergab:

Druck in Millimetern	Schlagweite am Funkenmikrometer in pariser Linien.
30,5	0,35 — 0,4
7	0,25
1,6	0,15
0,37	0,1
0,085	0,1
0,019	0,2 — 0,4
0,004	0,4 — 1
—	1 — 2

Aus diesen Beobachtungen, die mit verschiedenen Röhren wiederholt mit demselben Erfolg angestellt wurden, folgt, daß die Elektricität, um durch einen Luftraum überzugehen, bei zunehmender Verdünnung einer immer geringer werden den Spannung bedarf, welche bei einer gewissen Dichtigkeit ein Minimum wird und bei weiter fortschreitenden Verdün-

nung wieder wächst. Auch bei immer weiter fortgesetztem Pumpen konnte indessen die Spannung an den Elektroden des Rohres nicht beträchtlich weiter erhöht werden als in den Zahlenreihen angegeben ist, wahrscheinlich weil die Gränze der ausführbaren Verdünnung erreicht war.

Auch das Ausglühen der Röhren während sie mit der Pumpe in Verbindung sind, was Alvergniat ¹⁾ für wichtig zu halten scheint, ermöglichte keine höhere Spannung der Elektrizität; die Röhren waren übrigens, bevor sie mit der Pumpe verbunden wurden, glühend durch Durchleiten trockener Luft getrocknet worden ²⁾.

Bei der Entladung in möglichst verdünnter Luft erscheint das Licht von der positiven Elektrode ausgehend schwach bläulich, oft in einzelnen Streifen heller aufleuchtend; zunächst der negativen Elektrode, welche wie rothglühend aussieht, und von welcher sehr kleine helle Fünkchen ausgehen, leuchtet das Glas in hellem grünen Fluorescenzlicht, wie schon Gas-siot und Plücker beobachtet haben.

4. Da bei der elektrischen Entladung in Röhren mit verdünnter Luft anscheinend der ganze Querschnitt der Luft an der Entladung Theil nimmt, so war zunächst der Einfluß der Größe des Querschnittes zu untersuchen. Es wurde ein Capillarrohr von 0,5^{mm} Durchmesser mit dünnen Platinelektroden in 90^{mm} Abstand angewendet. Dieses zeigte:

Druck in Millimetern	Schlagweite am Funkenmikrometer in pariser Linien
11	0,1 — 0,5
2,5	0,25 — 0,35
0,6	0,5
0,144	0,75 — 0,2
0,034	1,25 — 1,8
0,008	1,5 — 2,5
0,002	2,5 — 3

1) *Compt. rend.* t. 65, p. 963.

2) Als die Quecksilberluftpumpe mit einer gewöhnlichen Luftpumpe in der Weise verbunden wurde, daß die aus dem Pumpengefäß zu entleerende Luftblase unter sehr geringem Druck entwich, gelang es mir nachträglich, die Verdünnung weiter zu erhöhen und die elektrische Spannung an den Polen der Röhren noch beträchtlich zu steigern.

Das Minimum trat bei so engen Röhren stets schon bei etwas höherem Drucke ein und zeigte sich beträchtlich geringer als bei der weiten Röhre mit gleich weit entfernten Elektroden, das erreichbare Maximum zeigte sich nicht merklich größer.

5. Um den Einfluss des Abstandes der Elektroden zu ermitteln, wurden in einem 16^{mm} weiten Rohr die Elektroden auf 2^{mm} Abstand genähert; dieses Rohr ergab:

Druck in Millimetern	Schlagweite am Funkenmikrometer in pariser Linien
27	0,05
6	kleiner als 0,05
1,32	—
0,29	—
0,064	0,1
0,014	0,3
0,003	0,5 — 0,7
—	0,7 — 2.

Ein Capillarrohr, in welchem die Elektroden in mehr als 1 Meter Entfernung sich gegenüberstanden, zeigte.

Druck in Millimetern	Schlagweite am Funkenmikrometer in pariser Linien
12	4 — 5
2,5	1,8
0,52	2,1 — 3
0,108	3
0,022	3 — 3,5
0,005	4
—	4

In weiteren und engeren Röhren wurden die Elektroden mit ihren Enden auf weniger als $\frac{1}{4}$ ^{mm} genähert; bei größserer Dichtigkeit war die für den Durchgang erforderliche elektrische Spannung unmeßbar klein, bei möglichster Verdünnung steigerte sich dieselbe bis zu 2,5 Lin. am Funkenmikrometer. Zwischen den Spitzen gehen alsdann zuweilen einzelne hellleuchtende Funken über, wobei glühende Metalltheilchen fortgeschleudert werden.

Es wurde ferner ein Doppelrohr construirt, bestehend aus zwei Röhren von gleichem Querschnitt und verschiedener Länge, welche durch ein engeres Rohr verbunden sind; in dem einen haben die Spitzen der gleich langen Elektroden 70^{mm}, in dem anderen weniger als 0,5^{mm} Abstand. Diese Röhren zeigten:

Schlagweite am Funkenmikrometer in pariser Linien		
Druck in Millimeter	Längeres Rohr	Kürzeres Rohr
38	0,4	unter 0,05
9	0,25 — 0,3	—
2,16	0,2	—
0,518	0,1	—
0,124	0,1	0,05
0,029	0,2	0,2
0,007	0,5 — 0,7	1 — 1,5
0,002	1 — 2	1 — 2,2

Ein ähnliches Resultat ergab ein capillares Doppelrohr, in welchem der Abstand der Electrodenpaare 1^{mm} und 90^{mm} betrug.

Ein längeres Rohr, welches mit drei Elektroden versehen war, von denen zwei sich an den Enden befanden, die dritte der einen zunächst angebracht war, zeigte, wenn einmal die beiden nahen, das andere mal die beiden entfernten Elektroden angewendet wurden, das gleiche Verhalten wie das Doppelrohr.

Aus diesen Beobachtungen folgt: Dafs für Drucke bis etwa 1^{mm} Quecksilber die für den Durchgang erforderliche Spannung der Electricität mit dem Abstände der Elektroden beträchtlich wächst; diefs ist in Uebereinstimmung mit der Angabe von De la Rive ¹⁾, dafs der Widerstand einer Säule von verdünnter Luft proportional ihrer Länge ist. Ferner: dafs, wenn von dieser Gränze der Dichtigkeit an die erforderliche Spannung wieder wächst, die Zunahme der Spannung fast genau dieselbe ist für sehr nahe und für entfernte Elektroden.

1) *Compt. rend. t. 56, p. 669.*

6. Bei den bisher beschriebenen Versuchen waren stets dünne Drahtelektroden angewendet, welche mit den Spitzen sich gegenüberstanden. Es wurde nun eine Röhre von 16^{mm} Durchmesser mit drei Elektroden untersucht, welche aus Platinscheiben bestanden, die ziemlich genau den Querschnitt der Röhre ausfüllten; zwei Scheiben standen sich in 2^{mm} Entfernung parallel gegenüber, die dritte war von der mittleren 90^{mm} entfernt. Der Versuch ergab ein ähnliches Resultat wie bei Anwendung von Drahtelektroden erhalten worden war; es schien sogar für die beiden näheren Scheiben eine höhere elektrische Spannung für den Uebergang erforderlich zu seyn als zwischen den entfernteren. Entsprechend war auch das Ergebniss, welches ein Rohr lieferte, bei welchem die Drahtelektroden in ihrer ganzen Länge in Glasröhren eingeschmolzen waren und nur ihr Querschnitt freigelegt war; das Minimum der erforderlichen Spannung war in diesem Falle, ähnlich wie bei Anwendung von Capillarröhren, gröfser und schien schon bei 2 bis 3^{mm} Druck einzutreten.

7. Bei grofser Verdünnung könnte wohl aus der Pumpe durch die Trockenröhren hindurch Quecksilberdampf in die zu untersuchenden Röhren gelangen; dafs aber auch bei der äufsersten Verdünnung die noch vorhandene Luft wesentlich Antheil an der Entladung hat, zeigt die spectrale Untersuchung des bläulichen Lichtes, welches in der Nähe der positiven Elektrode sichtbar ist, und in welchem die für Stickstoff charakteristischen hellen Banden im Violett zu erkennen sind. Durch die Gegenwart von Quecksilberdämpfen werden übrigens die Bedingungen, welche als für den Uebergang durch verdünnte Luft geltend angegeben sind, nicht aufgehoben. Es wurde eine Röhre von 10^{mm} Durchmesser construirt, deren eine Elektrode aus Quecksilber, die andere aus dünnem Platindraht besteht, dessen Spitze der Quecksilberfläche in etwa 4^{mm} Abstand sich gegenüber befindet; das Quecksilber wurde in der entleerten Röhre ausgekocht, und nach dem Erkalten der Uebergang der Elektricität untersucht. War die Quecksilberfläche positive Elektrode, so geschah die Entladung in der entleerten

Röhre unter geringer Lichtentwicklung, und am Funkenmikrometer wurde eine Schlagweite von 0,5 bis 1,3 Linien beobachtet; war die Quecksilberfläche negative Elektrode, so zeigten sich bei der Entladung an dem Draht und auf der Quecksilberfläche kleine hellleuchtende Funken in großer Zahl.

Die Beschaffenheit des umhüllenden Isolators ist für die Versuche von beträchtlichem Einfluß; trotz wiederholten Reinigens und Ausglühens zeigen Röhren von gewissem Glase die beschriebenen Erscheinungen nur unvollkommen, mit bleihaltigem französischem Glase gelangen die Versuche stets am sichersten. Es scheint, daß besonders die verschiedene Fähigkeit des Glases elektrische Ladungen anzunehmen, von Bedeutung ist; begünstigt man die Ladung des Glases, indem man die Enden der Röhre auf der Außenseite zunächst den Elektroden und mit diesen verbunden, mit Stanniolbelegungen versieht, so erhält man die Lichterscheinung in der möglichst evacuirten Röhre noch bei sehr viel geringerer Spannung als ohne die Belegungen. Das grüne Fluorescenzlicht des Glases, welches in möglichst leeren Röhren zunächst der negativen Elektrode sich zeigt, erscheint zuweilen auch an einzelnen scharf begränzten Stellen der Glaswand nahe der positiven Elektrode; wahrscheinlich finden von diesen Stellen aus Entladungen statt.

8. Als Ergebniss der Untersuchung stellt sich heraus: Für den Uebergang der Elektrizität durch verdünnte Luft zwischen Elektroden von constantem Abstand ist bei fortschreitender Verdünnung bis zu einer gewissen Gränze eine immer geringere Spannung der Elektrizität erforderlich: von dieser Gränze an wächst die elektrische Spannung mit weiter abnehmender Dichtigkeit sehr beträchtlich. Bei veränderlicher Entfernung der Elektroden ist die für den Uebergang erforderliche Spannung der Elektrizität abhängig von der Entfernung, annähernd proportional, bis zu derselben Gränze der Luftdichtigkeit; bei der Verdünnung über diese Gränze wächst die Spannung *unabhängig vom Abstände der Elektroden* innerhalb der sehr weiten Beobachtungsgränzen.

Für die letztere Art der Entladung scheint daher der Begriff der Schlagweite nicht mehr anwendbar, welcher bei der Entladung durch Luft von dem Druck über 1^{mm} Quecksilber noch Bedeutung hat.

Wasserstoffgas, mit welchem die Versuche in geringerer Ausführlichkeit wiederholt wurden, zeigt ein analoges Verhalten wie die Luft.

Berlin, 12. August 1868.

VI. Anwendung der allgemeinen Theorie der Bewegung eines elastischen Stabes auf die Ableitung der Differentialgleichungen für die St. Petersburger Experimente über den Elasticitätsmodul der Metalle; von Michail Okatow,

Außerordentl. Prof. d. pract. Mechanik an d. Univ. zu St. Petersburg.

Die Experimente, welche im physikalischen Central-Observatorium zu St. Petersburg angestellt wurden, in der Absicht den Elasticitätsmodul der Metalle zu bestimmen, waren fünfzehn Jahre lang, bis zum Jahre 1865, der Gegenstand der Arbeiten dieser Anstalt, deren Director damals der verstorbene Akademiker Kupffer war. Kupffer hat einen Theil der von ihm gesammelten Beobachtungen in seinen *„Recherches expérimentales sur l'élasticité des métaux“* 1860, herausgegeben. Dieser erste Theil enthält die Experimente über die Biegungen und Querschwingungen elastischer Stäbe. Der zweite und dritte Band sollten die Fortsetzung des ersten Bandes und die Experimente über die Torsion und Kreisschwingungen enthalten, doch unterblieb nach dem Tode Kupffer's ihre Herausgabe, und es sind, wie es scheint, sogar sämmtliche hierauf bezüglichen Papiere verloren gegangen.

Hr. Zöppritz¹⁾ hat schon die Gleichungen für die Transversalschwingungen der Petersburger Experimente auf-

1) Theorie der Querschwingungen eines elastischen, am Ende belasteten Stabes, 1865; Theorie der Schwingungen schwerer Stäbe, 1866, Pogg. Annal. Bd. 128, S. 139 und Bd. 129, S. 219.

gestellt, indem er diese Gleichungen aus verschiedenen particulären Betrachtungen deducirt hat; ich habe mich bemüht, dieselben aus der allgemeinen Theorie abzuleiten, die von Hrn. Kirchhoff in der berühmten Abhandlung ¹⁾ »Ueber das Gleichgewicht und die Bewegung eines unendlich dünnen elastischen Stabes« gegeben wurde. Ich habe zunächst aus der Kirchhoff'schen symbolischen Formel ²⁾ die allgemeinen Differentialgleichungen der Bewegung des Stabes entwickelt in der Form, welche man unmittelbar gebrauchen kann bei der Auflösung verschiedener physikalischen Aufgaben ³⁾. Obwohl ich die sämtlichen dazu gehörenden analytischen Umformungen weggelassen habe, um die Gränzen des Aufsatzes nicht zu weit auszudehnen, so hielt ich es doch nicht für unnützlich die von mir entwickelten Ausdrücke [(8), §. 1] der Geschwindigkeiten eines Atoms des Stabes anzuführen, um auf eine übersichtliche Weise von den Beschränkungen Rechenschaft zu geben, welchen die Bewegung des Stabes unterliegt, wenn auf dieselbe der Ausdruck [(10), §. 1] der lebendigen Kraft angewandt werden soll. Obwohl die Kupffer'schen Transversalschwingungen nicht allen Beschränkungen, welche die Theorie des Hrn. Kirchhoff verlangt, genau Genüge thun, besonders in der Nähe des festen Endes des Stabes, so sind doch diese Beschränkungen wenigstens sehr nahe befriedigt, und in Folge dessen war ich berechtigt, im §. 2 die allgemeinen Formeln [(11) und (12), §. 1] zur Ableitung der Differentialgleichungen für jene Querschwingungen zu benutzen.

Ich füge zum Schlusse des Aufsatzes eine kurze Anmerkung bei, auf welche Weise man aus den Gleichungen (11) und (12) die Differentialgleichungen auch für die Torsionsschwingungen der Petersburger Experimente herleiten kann, und noch einige Worte überhaupt über die wissenschaftliche Bedeutung dieser Experimente.

1) Crelle's Journal Bd. 56, Jahrgang 1859.

2) a. a. O. S. 298, die Formel (20).

3) Siehe im Texte das System der Gleichungen (11) und (12), §. 1.

§. 1.

Die Gleichungen der Bewegung eines unendlich dünnen elastischen Stabes.

Der Kürze halber benutze ich hier die in der Abhandlung des Hrn. Kirchhoff gebrauchten Bezeichnungen, indem ich ihre Bedeutung als bekannt voraussetze. Die Formel:

$$(1) \quad \int [\delta T + \delta \Omega - \delta \int f ds] dt = 0,$$

wo T die Hälfte der lebendigen Kraft eines zwischen s und s_0 enthaltenen Theiles des Stabes am Ende der Zeit t bezeichnet, umfaßt bekanntlich die gesammten Gleichungen der Bewegung des Stabes. Indem wir die überall constante cubische Dichtigkeit des noch nicht geänderten Stabes mit ϱ und die Geschwindigkeit eines Punktes (s, y, z) am Ende des Zeitraumes t mit c bezeichnen, bekommen wir nach der Definition der lebendigen Kraft:

$$(2) \quad T = \frac{1}{2} \varrho \iiint c^2 dy dz ds;$$

das dreifache Integral bezieht sich auf die ganze Länge und den ganzen Querschnitt des untersuchten endlichen Theiles des Stabes in natürlichem Zustande.

Um auf eine geeignete Weise die Geschwindigkeit c auszudrücken, denken wir uns ein im Raume festes System der Axen $\mathfrak{P}_x, \mathfrak{P}_y, \mathfrak{P}_z$, durch deren Anfang das Atom P , welches bei natürlichem Zustande des Stabes durch die Coordinaten $(s, 0, 0)$ bestimmt wurde, am Ende der Zeit t hindurchgeht; und die Richtungen dieser neuen Axen sollen respective mit den Axen P_x, P_y, P_z des mit P beweglichen Systems zusammenfallen. Die Geschwindigkeit

$$c^0 = \sqrt{\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)^2}$$

des Atoms P zur Zeit t wird dann die Componenten nach den Axen $\mathfrak{P}_x, \mathfrak{P}_y, \mathfrak{P}_z$ haben:

$$(3) \quad \begin{aligned} c_x^0 &= \alpha_0 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_0 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \\ c_y^0 &= \alpha_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_1 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_1 \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \\ c_z^0 &= \alpha_2 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_2 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_2 \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \end{aligned}$$

und kann als die Geschwindigkeit der translatorischen Bewegung des beweglichen Systems der Axen P_x, P_y, P_z betrachtet werden. Die Winkelgeschwindigkeiten dieses beweglichen Systems um die Axen $\mathfrak{P}_x, \mathfrak{P}_y, \mathfrak{P}_z$ zur Zeit t sind respective:

$$(4) \quad \begin{aligned} w_x &= \alpha_1 \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \beta_1 \frac{\partial \beta_2}{\partial t} + \gamma_1 \frac{\partial \gamma_2}{\partial t}; \\ w_y &= \alpha_2 \frac{\partial \alpha_0}{\partial t} + \beta_2 \frac{\partial \beta_0}{\partial t} + \gamma_2 \frac{\partial \gamma_0}{\partial t}; \\ w_z &= \alpha_0 \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \beta_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial t} + \gamma_0 \frac{\partial \gamma_1}{\partial t}.^{1)} \end{aligned}$$

Die Geschwindigkeiten des Atoms $m(x, y, z)$ gleichfalls zur Zeit t in Bezug auf die beweglichen Axen P_x, P_y, P_z können durch die Formeln:

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{\partial u_0}{\partial t} &= i\mathfrak{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + i\mathfrak{R} \frac{\partial r}{\partial t} + i\mathfrak{D} \frac{\partial q}{\partial t} + i\mathfrak{P} \frac{\partial p}{\partial t}; \\ \frac{\partial v_0}{\partial t} &= i\mathfrak{E}' \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + i\mathfrak{R}' \frac{\partial r}{\partial t} + i\mathfrak{D}' \frac{\partial q}{\partial t} + i\mathfrak{P}' \frac{\partial p}{\partial t}; \\ \frac{\partial w_0}{\partial t} &= i\mathfrak{E}'' \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + i\mathfrak{R}'' \frac{\partial r}{\partial t} + i\mathfrak{D}'' \frac{\partial q}{\partial t} + i\mathfrak{P}'' \frac{\partial p}{\partial t}; \end{aligned}$$

dargestellt werden, wo die endlichen Größen $\mathfrak{E}, \dots, \mathfrak{P}''$ nur von den ursprünglichen Coordinaten y und z des Atoms m abhängen, welche letztere sich mit der Zeit nicht ändern. Da die festen Axen $\mathfrak{P}_x, \mathfrak{P}_y, \mathfrak{P}_z$ zur Zeit t resp. mit den beweglichen P_x, P_y, P_z zusammenfallen, so ist jede der Geschwindigkeiten c_x, c_y, c_z des Atoms m längs den festen

1) Ich bemerke beiläufig, daß zwischen p, q, r, w_x, w_y, w_z folgende merkwürdige Relationen stattfinden:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial w_x}{\partial s} &= r w_y - q w_z; & \frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial w_y}{\partial s} &= p w_z - r w_x; \\ & & \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{\partial w_z}{\partial s} &= q w_x - p w_y. \end{aligned}$$

$\mathfrak{P}_x, \mathfrak{P}_y, \mathfrak{P}_z$ zu derselben Zeit t , nach dem bekannten Satze der Kinematik, gleich der Summe der relativen Geschwindigkeiten und der des Entrainement:

$$(7) \quad c_x = c_x^0 + (y + v_0)w_z - (z + w_0)w_y + \frac{\partial u_0}{\partial t};$$

$$c_y = c_y^0 + (z + w_0)w_x - u_0 w_z + \frac{\partial v_0}{\partial t};$$

$$c_z = c_z^0 + u_0 w_y - (y + v_0)w_x + \frac{\partial w_0}{\partial t}.$$

Die Summe $c_x^2 + c_y^2 + c_z^2$ stellt die gesuchte GröÙe c^2 dar, welche im Ausdrucke (2) der lebendigen Kraft enthalten ist.

Aus den 12 Bedingungsgleichungen¹⁾ und aus den Formeln (4) mit Hülfe von (5) kann man auf einem rein algebraischen, obwohl ziemlich complicirten Wege die Ausdrücke für $w_x, w_y, \frac{\partial x}{\partial t}, \frac{\partial p}{\partial t}, \frac{\partial q}{\partial t}, \frac{\partial r}{\partial t}$ bekommen in $\frac{\partial \xi}{\partial t}, \frac{\partial \eta}{\partial t}, \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ und w_r . Setzt man nun diese Ausdrücke und die Formeln (6) und (3) in (7) ein, so nehmen diese letzteren Gleichungen die folgende Gestalt an, [— worin noch $1 + \varepsilon, y + v_0, z + w_0$ respective durch $1, y, z$ ersetzt sind —]:

1) a. a. O. S. 303.

$$\begin{aligned}
c_7 = & \alpha_0 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \left[\alpha_0 i \mathcal{E} - (\alpha_1 y + \alpha_2 z) + i^2 \mathfrak{P}(q \alpha_1 + r \alpha_2) - i^2 (\mathfrak{M} r + \mathfrak{D} q) \alpha_0 + i^2 (\mathfrak{M} \alpha_1 - \mathfrak{D} \alpha_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M} \alpha_2 - \mathfrak{D} \alpha_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) + \\
& + \beta_0 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \left[\beta_0 i \mathcal{E} - (\beta_1 y + \beta_2 z) + i^2 \mathfrak{P}(q \beta_1 + r \beta_2) - i^2 (\mathfrak{M} r + \mathfrak{D} q) \beta_0 + i^2 (\mathfrak{M} \beta_1 - \mathfrak{D} \beta_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M} \beta_2 - \mathfrak{D} \beta_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right) + \\
& + \gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\gamma_0 i \mathcal{E} - (\gamma_1 y + \gamma_2 z) + i^2 \mathfrak{P}(q \gamma_1 + r \gamma_2) - i^2 (\mathfrak{M} r + \mathfrak{D} q) \gamma_0 + i^2 (\mathfrak{M} \gamma_1 - \mathfrak{D} \gamma_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M} \gamma_2 - \mathfrak{D} \gamma_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) + i^2 (\mathfrak{M} q - \mathfrak{D} r) + i^2 \mathfrak{P} \frac{\partial \omega_1}{\partial s}; \\
c_9 = & \alpha_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \left[\alpha_0 i \mathcal{E}' + \alpha_1 u_0 + i^2 \mathfrak{P}'(q \alpha_1 + r \alpha_2) - i^2 (\mathfrak{M}' r + \mathfrak{D}' q) \alpha_0 + i^2 (\mathfrak{M}' \alpha_1 - \mathfrak{D}' \alpha_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M}' \alpha_2 - \mathfrak{D}' \alpha_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) + \\
& + \beta_1 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \left[\beta_0 i \mathcal{E}' + \beta_1 u_0 + i^2 \mathfrak{P}'(q \beta_1 + r \beta_2) - i^2 (\mathfrak{M}' r + \mathfrak{D}' q) \beta_0 + i^2 (\mathfrak{M}' \beta_1 - \mathfrak{D}' \beta_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M}' \beta_2 - \mathfrak{D}' \beta_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right) + \\
& + \gamma_1 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\gamma_0 i \mathcal{E}' + \gamma_1 u_0 + i^2 \mathfrak{P}'(q \gamma_1 + r \gamma_2) - i^2 (\mathfrak{M}' r + \mathfrak{D}' q) \gamma_0 + i^2 (\mathfrak{M}' \gamma_1 - \mathfrak{D}' \gamma_2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right] \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \\
& + i^2 (\mathfrak{M}' \gamma_2 - \mathfrak{D}' \gamma_1) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) + i^2 (\mathfrak{M}' q - \mathfrak{D}' r) \omega_1 + i^2 \mathfrak{P}' \frac{\partial \omega_1}{\partial s} + \mathfrak{D} \omega_1; \\
c_3 = & \text{einem ähnlichen Ausdrücke} \quad \dots \dots \dots (8).
\end{aligned}$$

Ich habe diese complicirten Formeln nur deshalb aufgestellt, um deutlich von den Beschränkungen Rechenschaft geben zu können, welchen wir die Bewegung des Stabes unterwerfen wollen. Angenommen, daß bei der Bewegung des Stabes für jedes t die partiellen Ableitungen zweiter Ordnung der Geschwindigkeiten $c_s^z = \frac{\partial \xi}{\partial t}$, $c_\eta^o = \frac{\partial \eta}{\partial t}$, $c_\zeta^o = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ des Atoms $P(s, o, o)$ nach der Veränderlichen s nicht Unendlichkeiten von der Ordnung $1:i$ oder von einer noch höheren sind im Vergleich mit den partiellen Ableitungen erster Ordnung derselben c_s^o , c_η^u , c_ζ^o nach s , und daß wiederum diese letzteren nicht Unendlichkeiten von der Ordnung $1:i$ oder von einer noch höheren im Vergleich mit den Geschwindigkeiten c_s^o , c_η^o , c_ζ^o selbst des Atoms P sind: dann kann man alle diejenigen Glieder in den Formeln (8) weglassen, in welchen die Ableitungen $\frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)$, $\frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)$, $\frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)$ als Multiplicatoren enthalten sind, und in den Klammern [] alle Glieder mit Ausnahme der vierten, letzten, in welchen $\frac{\partial t}{\partial s}$ als Factor vorkommt; denn die Größen r , p , q der beiden Biegungen und der Torsion sind ihrer Natur nach und ebenso $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{P}$, $\mathfrak{R}'$, $\mathfrak{P}''$ nicht unendliche Größen. Wir nehmen ferner an, daß die Winkelgeschwindigkeit ω_r des Querschnittes s um die Linie $\mathfrak{P}_r$, die im Zeitmoment t die Längensaxe des Stabes im Punkte $P(s, o, o)$ tangirt, der Art sey, daß ihre Ableitung nach s für jedes t nicht unendlich groß ist von der Ordnung $1:i$ oder von einer noch höheren gegen ω_r selbst. Die Winkelgeschwindigkeit ω_r darf aber unendlich groß werden von der Ordnung von $1:i$, doch nicht von einer höheren im Vergleich mit der Längengeschwindigkeit c_s^o . Endlich setzen wir voraus, daß die Ableitung der Ausdehnung ε nach s für keinen Werth von t unendlich groß von der Ordnung von $1:i^2$ werde. Alsdann erhalten wir schließlic aus (8):

$$(9) \quad \begin{cases} c_x = \alpha_0 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_0 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial t} & = c_x^0, \\ c_y = \alpha_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_1 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_1 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + z \omega_r & = c_y^0 + z \omega_r, \\ c_z = \alpha_2 \frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta_2 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} - y \omega_r & = c_z^0 - y \omega_r; \end{cases}$$

da sich aus den eingeführten Beschränkungen nichts über den Werth der GröÙe ω_r schließsen läßt, so darf sie trotz dieser Beschränkungen unendlich groß werden im Vergleich mit $\frac{\partial \xi}{\partial t}$, $\frac{\partial \eta}{\partial t}$, $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ und daher dürfen die Glieder, in welchen sie vorkommt, nicht weggelassen werden. Die Summe der Quadrate der Geschwindigkeits-Componenten ergibt jetzt das Quadrat der Geschwindigkeit c des Atoms m :

$$c^2 = \left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)^2 + \omega_r^2 (y^2 + z^2) + 2c_y^0 \omega_r z - 2c_z^0 \omega_r y,$$

so daß das auf die ganze Fläche λ des Querschnittes des Stabes ausgedehnte doppelte Integral

$$\iint c^2 dy dz = \lambda \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)^2 \right] + \omega_r^2 \iint (y^2 + z^2) dy dz + 2c_y^0 \omega_r \iint z dy dz - 2c_z^0 \omega_r \iint y dy dz$$

ist. Da aber die Axen Py und Pz durch den Schwerpunkt P des Querschnittes gehen, so sind die beiden letzten Integrale Nullen nach der Eigenschaft des Schwerpunktes; das Integral $\iint (y^2 + z^2) dy dz = \mu$ ist das Trägheitsmoment des Querschnittes in Bezug auf die Längsaxe s ; deshalb nimmt der Ausdruck für die lebendige Kraft des Stabes zur Zeit t schließlich diese Form an:

$$(10) \quad T = \frac{1}{2} \rho \int_{s_0}^s \lambda \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)^2 \right] + \mu \omega_r^2 \} ds.$$

Das ist der Ausdruck, welchen man in die Gleichung (1) der Bewegung des Stabes einzusetzen hat.

Die Formeln (9): $c_x = c_x^0$, $c_y = c_y^0 + z \omega_r$, $c_z = c_z^0 - y \omega_r$, welche aus den gemachten Beschränkungen gefolgert sind,

zeigen, daß für irgend eine Zeit t die Atome (s, y, z) , die anfänglich in der Ebene des Querschnittes s lagen, jetzt aber sich auf einer krummen Oberfläche $(u_0, y+v_0, z+w_0)$ befinden, die gemeinschaftliche Geschwindigkeit c_λ^0 , die Function von s und t , längs der Axe s haben; ihre Geschwindigkeiten längs den Axen $\mathfrak{Y}_1$ und $\mathfrak{Y}_3$ würden auch allen Atomen gemeinschaftlich seyn, wenn diese Atome in irgend einem speciellen Falle nicht die gemeinschaftliche Winkelgeschwindigkeit ω_r hätten, welche ebenso wie c_λ^0 eine Function von s und t ist, und welche es passend ist die Torsionsgeschwindigkeit zu nennen.

Die Gleichung $\int_{t'}^{t''} dt \left\{ \delta T + \delta \Omega - \delta \int_{s_0}^s f ds \right\} = 0$ zerfällt

in gewöhnliche Gleichungen der Bewegung, die nach einigen Umformungen zu dieser Gestalt gebracht werden können:

$$(11) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \lambda_6}{\partial s} = q \lambda_4 - r \lambda_5 + \iint [i \mathfrak{B} y - i \mathfrak{Y} z] dy dz + \varrho \mu \frac{\partial \omega_r}{\partial t}; \\ \lambda_6 = \frac{\partial f}{\partial p}; \\ \frac{\partial \lambda_5}{\partial s} = r \lambda_6 - p \lambda_4 + \iint i \mathfrak{X} z dy dz \\ \quad - \varrho \mu \omega_3 \omega_r - (\lambda_1 \alpha_2 + \lambda_2 \beta_2 + \lambda_3 \gamma_2); \quad \lambda_5 = \frac{\partial f}{\partial q}; \\ \frac{\partial \lambda_4}{\partial s} = p \lambda_5 - q \lambda_6 - \iint i \mathfrak{X} y dy dz \\ \quad + \varrho \mu \omega_1 \omega_r + (\lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \beta_1 + \lambda_3 \gamma_1); \quad \lambda_4 = \frac{\partial f}{\partial r}; \\ \frac{\partial \lambda_1}{\partial s} = - \iint i \mathfrak{Z} dy dz + \varrho \lambda \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial \lambda_2}{\partial s} = - \iint i Y dy dz + \varrho \lambda \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial \lambda_3}{\partial s} = - \iint i Z dy dz + \varrho \lambda \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}; \\ \alpha_0 \lambda_1 + \beta_0 \lambda_2 + \gamma_0 \lambda_3 = \frac{\partial f}{\partial t}. \end{array} \right.$$

Diese Gleichungen im untersuchten Theile des Stabes sind richtig für jeden Querschnitt s und für jede Zeit t . Zu

ihnen sind die Gleichungen hinzuzufügen, welche bei der Bewegung des untersuchten Theiles für dessen beide Grundflächen statt haben; es sind ihrer 12:

$$(12) \begin{cases} \lambda_1^{s_0, s_1} = \iint i(\bar{z})_{s_0, s_1} dy dz; \\ \lambda_2^{s_0, s_1} = \iint i(Y)_{s_0, s_1} dy dz; \\ \lambda_3^{s_0, s_1} = \iint i(Z)_{s_0, s_1} dy dz; \\ \lambda_4^{s_0, s_1} = \iint [i(\mathfrak{Y})_{s_0, s_1} dy dz z - i(\mathfrak{Z})_{s_0, s_1} dy dz y]; \\ \lambda_5^{s_0, s_1} = \iint [-i(\mathfrak{X})_{s_0, s_1} dy dz z]; \\ \lambda_6^{s_0, s_1} = \iint [i(\mathfrak{X})_{s_0, s_1} dy dz y]. \end{cases}$$

Hier bedeuten:

$i\bar{z}$, iY , iZ — die den $O\xi$ -, $O\eta$ -, $O\zeta$ -Axen parallelen Componenten der äußeren, auf die Einheit des Volumens bezogenen Kraft, die bei der Bewegung zur Zeit t im Punkte (s, y, z) des Stabes wirksam ist;

$i\mathfrak{X}$, $i\mathfrak{Y}$, $i\mathfrak{Z}$ — die Componenten derselben Kraft, respective nach den Axen Px , Py , Pz , durch deren Anfang P der Punkt (s, o, o) des Stabes zur Zeit t hindurchgeht;

$i(\bar{z})_{s_1}$, $i(Y)_{s_1}$, $i(Z)_{s_1}$ — die den $O\xi$ -, $O\eta$ -, $O\zeta$ -Axen parallelen Componenten der auf die Flächeneinheit bezogenen äußeren Kraft, die auf die Grundfläche s_1 des endlichen Theiles $(s_1 - s_0)$ des Stabes im Punkte (s, y, z) ausgeübt wird;

$i(\mathfrak{X})_{s_1}$, $i(\mathfrak{Y})_{s_1}$, $i(\mathfrak{Z})_{s_1}$ — die Componenten derselben Kraft resp. nach den Axen P_{1x} , P_{1y} , P_{1z} , durch deren Anfang P_1 der Punkt (s_1, o, o) des Stabes zur Zeit t hindurchgeht;

$i(\bar{z})_{s_0}$, $i(Y)_{s_0}$, $i(Z)_{s_0}$, $i(\mathfrak{X})_{s_0}$, $i(\mathfrak{Y})_{s_0}$, $i(\mathfrak{Z})_{s_0}$ haben ähnliche Bedeutung in Bezug auf die Grundfläche s_0 des untersuchten Theiles des Stabes.

Die zweifachen Integrale sind auf den ganzen Querschnitt des Stabes ausgedehnt.

Aus den Formeln (12) ersieht man, daß z. B. $\lambda_1^{s_0}$, $\lambda_2^{s_0}$, $\lambda_3^{s_0}$ nichts Anderes sind, als die Summen der Componenten derjenigen elastischen Kräfte nach den Axen ξ , η , ζ , mit welchen der Theil des Stabes, wo alle $s < s_0$ sind, auf die Grundfläche s_0 des untersuchten Theiles wirkt, und daß $\lambda_{s_0}^{s_0}$, $\lambda_{s_0}^{s_0}$, $\lambda_{s_0}^{s_0}$ die statischen Momente derselben Kräfte in Bezug auf die Axen P_{0x} , P_{0y} , P_{0z} sind. Die Richtung der Drehung, in welcher diese statischen Momente positiv gerechnet werden sollen, wird durch folgende Regel bestimmt:

»Das statische Moment in Bezug auf die Axe P_{0x} ist positiv, wenn es für den auf dem positiven Ende der Axe P_{0x} stehenden und der Coordinatenebene $y P_{0z}$ zugekehrten Beobachter diese Ebene $y P_{0z}$ in dem der Bewegung eines Uhrzeigers entgegengesetzten Sinne zu drehen strebt. Ähnliches gilt für die Richtung der positiven statischen Momente um die Axen P_{0y} und P_{0z} .«

§. 2.

Anwendung der vorübergehenden Gleichungen auf die Petersburger Beobachtungen.

Wenn das obere Ende eines im natürlichen Zustande senkrechten, elastischen Stabes unbeweglich eingeklemmt ist und dann der ganze Stab durch eine Kraft, welche auf den Schwerpunkt der unteren freien Grundfläche in der Richtung einer der Hauptaxen der Grundfläche, etwa der Axe y wirkt, unendlich wenig aus seiner anfänglichen Lage gebracht wird und sich im Zustande des elastischen Gleichgewichts befindet; so wird der Stab nach Entfernung der Kraft unendlich kleine der Axe y parallele Schwingungen machen. Concentriert man im Schwerpunkte der unteren freien Grundfläche ein bedeutendes Gewicht, so wird die Geschwindigkeit der Schwingungen merklich abnehmen und die Schwingungsdauer bequemer zu beobachten seyn.

Die Dauer der Transversalschwingungen des Stabes kann, vorausgesetzt daß der Stoff des Stabes isotrop ist, zur Bestimmung des Elasticitätsmoduls E des Stoffes dienen. Ap-

parate zur Hervorbringung und Beobachtung der Transversalschwingungen elastischer Stäbe sind von Kupffer construirt, auf Taf. VII Fig. 14 bis 17 seiner »*Recherches expérimentales*« abgebildet und auf den Seiten 128 bis 132 dieses Buches beschrieben. Die angewandten Stäbe hatten die Form gerader Parallelepipede von rechtwinkligem Querschnitte. Wir führen hier beispielsweise einige auf einen der untersuchten Stäbe bezügliche Zahlenwerthe an.

Wir wählen den Stab No. 5 (*acier laminé et doux*). Sein Elasticitätsmodul E war schon im Voraus nach einer anderen Methode bestimmt (nämlich aus den Experimenten über die Biegung des Stabes) und hatte sich $= 33\,782\,000$ russische Pfund ergeben: so groß ist die ausdehnende Kraft, welche die Länge eines Stabes verdoppeln würde, der aus demselben Stoff gefertigt und dessen Durchmesser gleich einem russischen Quadratzoll ist.

Die ganze Länge des Stabes . . .	52,3700	russ. Zoll.
Die Länge l des schwingenden		
Theiles des Stabes	48,3011	» »
Die Breite c des Stabes	0,998854	» »
Die Dicke b	0,102080	» »
Das Gewicht p des schwingenden		
Theiles des Stabes	1,54199	russ. Pfund.
Das an das freie Ende des Stabes		
befestigte Gewicht p'	1,81730	» »
Der Abstand l' des Schwerpunkts		
der Belastung p' von der Klemme	48,075	russ. Zoll.

Da in der Theorie des elastischen Stabes die Querdimensionen und die Dichtigkeit des Stabes unendlich kleine Größen, die Länge l dagegen des schwingenden Theiles des Stabes und der Elasticitätsmodul E endliche Größen sind, so ist es bequem, bei den theoretischen Untersuchungen über die Bewegung jenes und anderer ihm ähnlicher, untersuchter Stäbe, l als Längeneinheit und E als Gewichtseinheit anzunehmen. Doch ist zu bemerken, daß wenn wir $l = 48,3011$ russische Zoll als Längeneinheit annehmen, wir

$E = 33\,782\,000 \times (48,3011)^2 = 78\,813\,400\,000$ russische Pfund bekommen: diese enorme Zahl ist eben als Gewichtseinheit zu benutzen. Nach dieser Längen- und Gewichtseinheit ergeben sich folgende Zahlenwerthe einiger Größen, welche Werthe, was ihre Ordnung der Kleinheit anbelangt, in allen untersuchten Stäben die nämlichen waren:

Die Beschleunigung g der Schwer-

kraft der Erde = 81

Die Masse ρ der Einheit des Vo-

lumens des Stabes = $0\,000\,000\,056\,011 \frac{E}{l}$

Das Gewicht $g\rho$ = $0\,000\,000\,448\,088 E$

Das Gewicht $p' \frac{l^2}{cb} = p' \frac{l^2}{cb} = \frac{p'}{cb}$. . . = $0\,000\,000\,527\,590 E$

Das Gewicht $\frac{1}{12} E \frac{l^2}{l^2} = \frac{1}{12} E b^2$. . . = $0\,000\,000\,372\,217 E$

Die Masse $\frac{p'}{g}$ der angehängten

Last = $0\,000\,000\,000\,002\,882 \frac{E}{l}$

Das Gewicht p' dieser Last . . . = $0\,000\,000\,000\,023\,058 E$

$\frac{1}{12} E c b^3 (= \frac{1}{12} E \frac{c^3 l^3}{l^3})$ = $0\,000\,000\,000\,016\,268 E$

$\frac{p'}{c b g \rho}$ = 1,1774

Die Schwingungsdauer, wenn der Stab allein schwingt:

a. wenn der Stab mit dem freien Ende

nach unten gekehrt ist, $T_1 = 0'',3260;$

b. wenn der Stab mit dem freien Ende

nach oben gekehrt ist, $T_1^* = 0'',3798.$

Die Schwingungsdauer, wenn das freie Ende mit der Last p' beschwert ist:

a. wenn das freie Ende nach unten ge-

kehrt ist, $\bar{T}_1 = 0'',6404;$

b. wenn das freie Ende nach oben ge-

kehrt ist, $\bar{T}_1^* = 1'',5867.$

Deshalb ist: $\frac{8 \bar{T}_1^2}{\pi^2} = 1,9764; \frac{1}{12} E b^2 : \rho \frac{\pi^2}{T_1^2} = 1,6418.$

Alle diese Zahlen der Schwingungsdauer beziehen sich auf den Fall, wenn die elastischen Stäbe in natürlichem

Zustande die verticale Lage hatten; die Schwingungsdauer hängt aufser von der Elasticität des Stabes und der Trägheit der angebrachten Belastung noch von der Schwerkraft ab. Bei den anderen Experimenten war die Längsaxe des Stabes horizontal, die grössere Querdimension oder die Breite c des Stabes in der verticalen Ebene; da c eine nicht unbedeutende Gröfse war, so brachten weder das eigene Gewicht des Stabes, noch die Last p' eine bemerkbare Biegung des Stabes hervor. Kupffer liefs einen solchen Stab Querschwingungen machen, welche der Dicke b desselben parallel waren und bestimmte die Schwingungsdauer, welche in diesem Falle von der Schwerkraft unabhängig ist und nur von der Elasticität des Stabes und von der Trägheit der am freien Ende befestigten Last abhängt. Für die Dauer einer Horizontalschwingung des Stabes No. 5, auf den sich die oben mitgetheilten Zahlenwerthe beziehen, ergab sich:

$$\begin{aligned} \tau_1 &= 0'',3506, \text{ wenn das freie Ende unbelastet war;} \\ \tau_1 &= 0'',8850, \quad \text{„ „ „ „ belastet „} \\ \tau_1 &\text{ ist also beinahe gleich dem arithmetischen Mittel} \\ \frac{T_1 + T_1^*}{2} &= \frac{0'',326 + 0'',380}{2} = 0'',353. \end{aligned}$$

Machen wir nun eine Anwendung der im §. 1 gegebenen allgemeinen Gleichungen der Bewegung eines elastischen Stabes auf die Herleitung der Differentialgleichungen der Querschwingungen, im Falle wenn der Stab vertical befestigt ist.

Es sey ein schwerer isotrop elastischer Stab, dessen rechtwinkliger Querschnitt $\lambda = cb$ ist, mit seiner $\frac{\text{oberen}}{\text{unteren}}$ Grundfläche in einer horizontalen Ebene befestigt; es sey ferner eine Last p' im Schwerpunkte seiner $\frac{\text{unteren}}{\text{oberen}}$ Grundfläche concentrirt; die ξ -, η -, ζ -Axen gehen, die erste vertical $\frac{\text{nach unten}}{\text{nach oben}}$, die zweite horizontal $\frac{\text{nach links}}{\text{nach rechts}}$ für den auf die Figur Sehenden, die dritte horizontal vom Papier zum Leser, die x -, y -, z -Axen bei natürlichem Zustande des Stabes

sind respective den ξ -, η -, ζ -Aren parallel und gleich gerichtet; die Dicke b des Stabes ist parallel der Ebene $\xi\eta$, die Breite c der Ebene $\xi\zeta$. Wenn eine der positiven η -Axe parallele Kraft $i(Y)$ an dem Schwerpunkt der freien Grundfläche angebracht ist, so verwandelt sich die Längenaxe des Stabes, welche mit der ξ -Axe zusammenfiel, in eine krumme Linie, die sich nach den in §. 1 gegebenen Formeln leicht bestimmen läßt.

Lenken wir den Stab durch eine Kraft $i(Y)$, etwa durch einen am Schwerpunkte der freien Grundfläche befestigten und der η -Axe parallel gespannten Faden, in den Zustand des elastischen Gleichgewichts ab und entfernen plötzlich die Wirkung der Kraft $i(Y)$, etwa mittelst Durchbrennen des Fadens, so wird der Stab in Bewegung kommen; die Bewegungszeit werden wir von dem Momente an rechnen, in welchem der Faden durchbrannt wurde, so daß für diesen Augenblick $t = 0$ ist. Um die Gleichungen der Bewegung des Stabes herzuleiten, kommen wir auf die Formeln des §. 1 zurück. Die auf den Stab wirkenden, äußeren und inneren elastischen Kräfte sind bei den in Rede stehenden Experimenten am Anfange der Bewegung symmetrisch geordnet in Bezug auf die Ebene $\xi\eta$, und es ist kein Grund vorhanden, daß die Atome, welche in dieser Ebene für die Zeit $t = 0$ lagen, im Laufe der Bewegung aus ihr herausträten; wir haben also für alle Werthe von t :

$$\gamma_0 = \cos(x, \zeta) = \cos 90^\circ = 0; \quad \gamma_1 = \cos(y, \zeta) = \cos 90^\circ = 0; \\ \gamma_2 = \cos(z, \zeta) = \cos 0^\circ = 1; \quad \beta_2 = \cos(z, \eta) = \cos 90^\circ = 0; \\ \alpha_2 = \cos(z, \xi) = \cos 90^\circ = 0;$$

$$\omega_r = 0; \quad p = 0; \quad q = 0; \quad \lambda_s = \frac{\partial f}{\partial p} = 0; \quad \lambda_s = \frac{\partial f}{\partial q} = 0.$$

Indem wir der Kürze wegen den Winkel $(x, \xi) = \varphi$ setzen, bekommen wir:

$$\alpha_0 = \cos(x, \xi) = \cos \varphi; \quad \beta_0 = \cos(x, \eta) = \sin \varphi; \\ \alpha_1 = \cos(y, \xi) = -\sin \varphi; \quad \beta_1 = \cos(y, \eta) = \cos \varphi;$$

und es ist $r = -\frac{\partial \varphi}{\partial s}$. Da die Längenaxe in der Ebene $\xi\eta$ bleibt, so wird während der ganzen Zeit der Bewegung

$\xi = 0$ bleiben. Ebenfalls wegen der Symmetrie des Stabes in Bezug auf die Ebene $\xi\eta$ muß die der ξ -Axe parallele Componente λ_3 der Resultante der Kräfte, mit welchen der übrige, zwischen s und l liegende Theil des Stabes auf die Atome des Querschnittes s wirkt, $= 0$ seyn: $\lambda_3 = 0$.

Auf diese Weise ergibt sich folgendes System von Differentialgleichungen zur Bestimmung der zu untersuchenden Bewegung: ¹⁾

$$\frac{\partial \lambda_4}{\partial s} = -\lambda_1 \sin \varphi + \lambda_2 \cos \varphi;$$

$$\lambda_4 = \left[\frac{\partial f}{\partial r} = \frac{1}{12} E c b^3 r \right] = -\frac{1}{12} E c b^3 \frac{\partial \varphi}{\partial s};$$

$$\frac{\partial \lambda_1}{\partial s} = -g \rho c b + \rho c b \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial \lambda_2}{\partial s} = \rho c b \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2};$$

$$\lambda_1 \cos \varphi + \lambda_2 \sin \varphi = \left[\frac{\partial f}{\partial s} \right] = E c b \varepsilon;$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial s} = (1 + \varepsilon) \cos \varphi; \quad \frac{\partial \eta}{\partial s} = (1 + \varepsilon) \sin \varphi;$$

diese sieben Gleichungen in Verbindung mit den Bedingungengleichungen, welche sich auf die freie und die eingeklemmte Grundfläche des Stabes beziehen, sind nun die Quelle, aus welcher die sieben unbekannten Functionen von s und t zu bestimmen sind: λ_4 , λ_2 , λ_1 , φ , ε , ξ , η .

Der eben erwähnten Gränzbedingungen sind drei für jedes Ende.

$$\text{für } s=0: \lambda_1^0 = \iint i(\tilde{x})_0 dy dz; \quad \lambda_2^0 = \iint i(Y)_0 dy dz;$$

$$\lambda_4^0 = \iint [i(\tilde{x})_0 dy dz \cdot y];$$

$$\text{für } s=l: \lambda_1' = \iint i(\tilde{x})_l dy dz; \quad \lambda_2' = \iint i(Y)_l dy dz;$$

$$\lambda_4' = \iint [i(\tilde{x})_l dy dz \cdot y].$$

- 1) Die Function f hat für einen isotrop elastischen Stab, dessen Torsion $p=0$ ist, die Gestalt:

$$(M) \quad f = \frac{1}{2} E \lambda \varepsilon^2 + \frac{1}{2} E r^2 \iint y^2 dy dz + \frac{1}{2} E q^2 \iint x^2 dy dz,$$

wo λ den Inhalt des Querschnitts des Stabes bezeichnet, und die Integrationen über den ganzen Querschnitt ausgedehnt werden sollen.

So einfach auch dem Anscheine nach der von uns untersuchte Fall der Bewegung ist, so bietet er doch noch enorme analytische Schwierigkeiten dar; sie werden bedeutend verringert, wenn wir den Kupffer'schen Experimenten selbst einige Facta entnehmen, die über die Art der zu untersuchenden Bewegung Aufschluss geben können:

1) der Winkel q , der gebildet wird von der Verticalen und der Tangente, welche zu irgend einem Punkte s der Axe des Stabes gezogen ist, blieb während der ganzen Zeit der Bewegung eine sehr kleine Gröfse; man kann deshalb in den Formeln der Bewegung $\sin q = q$, $\cos q = 1$ für alle Werthe von s und t setzen.

2) Jeder Punkt s der Längensaxe des Stabes macht Querschwingungen; deutlicher gesagt, er beschreibt krumme Linien, die fast mit ihren Sehnen zusammenfallen, welche letzteren der η -Axe parallel sind; die Geschwindigkeiten der Punkte der Axe des Stabes längs der ξ -Axe sind aber in solchem Falle unendlich klein gegen die Geschwindigkeiten längs der η -Axe und also kann man im Voraus behaupten, dafs die Coordinaten ξ von der Zeit unabhängig sind: $\xi = \xi(s)$ und $\frac{\partial \xi}{\partial t} = 0$ für alle Werthe von s und t .

Die sieben partiellen Differentialgleichungen der Bewegung der Axe des Stabes nehmen jetzt folgende Form an für den Fall, wenn die obere Grundfläche des Stabes befestigt ist:

$$(1) \dots \frac{\partial \lambda_1}{\partial s} = -\lambda_1 q + \lambda_2; \quad \lambda_1 = -\frac{1}{12} E c b^3 \frac{\partial^3 q}{\partial s^3}; \dots (2)$$

$$(3) \dots \frac{\partial \lambda_1}{\partial s} = -g q c b; \quad \frac{\partial \lambda_2}{\partial s} = q c b \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \dots (4)$$

$$(5) \dots \lambda_1 + \lambda_2 q = E c b \varepsilon; \quad \frac{\partial \xi}{\partial s} = 1 + \varepsilon; \dots (6)$$

$$(7) \dots \frac{\partial \eta}{\partial s} = (1 + \varepsilon) q.$$

Die Gränzbedingungen für das freie Ende der Längensaxe, d. h. für $s = l$ sind:

$$(8) \dots \lambda'_1 = p'; \quad \lambda'_2 = -\frac{p'}{g} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}; \dots (9) \quad \lambda'_1 = 0 \dots (10)$$

Die Gleichung (3) liefert; $\lambda_1 = g \varrho c b s + \text{Const}$; es folgt nun aus (8): $p' = -g \varrho c b l + \text{Const.}$; deshalb:

$$(11) \quad \lambda_1 = p' + g \varrho c b (l - s).$$

Die erste Gränzbedingung für das Ende $s = 0$ wird folglich:

$$(12) \quad \lambda_1^0 = p' + g \varrho c b l = p' + p$$

seyn, wo p das Gewicht des schwingenden Theiles des Stabes bezeichnet; wir haben diese Bedingung, wie wir sehen, nicht aus der Gleichung $\lambda_1^0 = \iint i(\xi)_0 dy dz$, sondern aus den Gleichungen (3) und (8) hergeleitet; wir können sogar aus jener Gleichung diese (12) nicht herleiten, da wir die Kraft $i(\xi)_0$ nicht kennen, mit welcher der eingeklemmte Theil des Stabes während der Bewegung auf die Flächeneinheit in jedem Punkte (y, z) des Querschnittes $s = 0$ wirkt. Wir kennen auch die elastischen Kräfte $i(Y)_0, i(X)_0$ nicht und sind also nicht im Stande die Werthe zu geben, welche die der Axe $O\eta$ parallele Kraft λ_2^0 und das auf die Axe Oz bezügliche statische Moment λ_4^0 für den Querschnitt $s = 0$ besitzen¹⁾. Aber anstatt diese Werthe von λ_2^0 und λ_4^0 für $s = 0$ als bekannt vorauszusetzen, verlangen wir: 1) dafs das Ende $s = 0$ der Längsaxe unbeweglich bleibe, d. h. dafs für alle Werthe t bei $s = 0$ (13) ... $\eta = 0$ sey; 2) dafs der Winkel φ , der am Anfange der Bewegung ($t = 0$) gleich Null war, wie das beim elastischen Gleichgewichte des Stabes bei der Wirkung der Kraft $i(Y)$ seyn mufs, auch ferner im Laufe der ganzen Bewegung gleich Null bleibe, wozu nach der Gleichung (7) erforderlich ist dafs für die ganze Zeit der Bewegung $\left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right) = 0 \dots (14)$ sey.

Kehren wir zu den Bedingungen (8), (9), (10) zurück, welche wir für das freie Ende der Längsaxe des Stabes fanden. Die Gleichung (8) ist in der Gleichung (11) ent-

1) Wir können sogar behaupten, dafs der von uns angenommene Ausdruck der Function f für den Querschnitt $s = 0$ und dessen benachbarte Querschnitte nicht genau ist; denn diese Form von f wird bekanntlich unter der Voraussetzung abgeleitet, dafs die elastischen Kräfte Y, Z, Y überall gleich Null sind, was bei $s = 0$ und in der Nähe von $s = 0$, wegen der Klemme, nicht der Fall ist.

halten, durch welche letztere, wie wir uns erinnern, die Formel (3) ersetzt ist. Die Gleichung (10) giebt in Folge von (2): $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s}\right)_1 = \dots 0$ (15); die Gleichung (5) ergiebt in Folge von (1), (2) und (8):

$$-\frac{p'}{g} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\right)_1 = p' \varphi_1 - \frac{1}{12} E c b^3 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2}\right) \dots \dots (16).$$

Wir haben nun zur Bestimmung der Bewegung der Längsaxe des Stabes das System der sieben Gleichungen: 11, 1, 2, 4, 5, 6, 7 und die Gränzbedingungen 13, 14, 15, 16. Die Gränzbedingungen enthalten nicht mehr die Multiplicatoren $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$; eliminiren wir diese Multiplicatoren auch aus dem genannten System der sieben Gleichungen, so erhalten wir folgende vier Gleichungen mit den vier Unbekannten: $\varepsilon, \varphi, \xi, \eta$:

$$(17) \quad \rho c b \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\frac{1}{12} E c b^3 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} \\ + [p' + g \rho c b (l-s)] \frac{\partial \varphi}{\partial s} - g \rho c b \varphi;$$

$$(18) \quad \frac{\partial \xi}{\partial s} = 1 + \varepsilon; \quad \frac{\partial \eta}{\partial s} = (1 + \varepsilon) \varphi; \quad \dots \dots (19)$$

$$(20) \quad \varepsilon = \frac{p' + g \rho c b (l-s)}{E c b} (1 + \varphi^2) - \frac{1}{12} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} b^2 \varphi.$$

Aus den oben mitgetheilten Zahlenwerthen sieht man, dafs $\frac{1}{12} b^2$ und $\frac{p' + g \rho c b l}{E c b}$ kleine Gröfsen von derselben Ordnung sind; $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} \varphi$ dagegen war in den Experimenten Kupfer's unendlich klein gegen 1; deshalb erhalten wir, indem wir die unendlich kleinen Gröfsen der höheren Ordnung gegen die der niederen vernachlässigen, statt (20):

$$(21) \quad \dots \varepsilon = \frac{p' + g \rho c b (l-s)}{E c b}.$$

Wonach aus

$$(18) \quad \xi = \left(1 + \frac{p' + p}{E c b}\right) s - \frac{1}{2} \frac{g \rho}{E} s^2 \dots \dots (22) \text{ folgt.}$$

Nachdem der Ausdruck (21) für ε gefunden ist, differentiiren wir drei Mal nacheinander die Gleichung (19), um die drei ersten partiellen Differentialableitungen von φ nach s zu finden, und vernachlässigen dabei nach jeder einzelnen

Differentiirung das ε in der Summe $1 + \varepsilon$; dann bekommen wir:

$$(23) \quad \frac{\partial^3 \varphi}{\partial s^3} = \frac{\partial^4 \eta}{\partial s^4} + 3 \frac{g \varrho}{E} \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2}; \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = \frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3} + 2 \frac{g \varrho}{E} \frac{\partial \eta}{\partial s};$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} + \frac{g \varrho}{E} \eta$$

und ausserdem, direct aus (19): $\varphi = \frac{\partial \eta}{\partial s}$. Substituiren wir diese Ausdrücke in die Gleichung (17) und vereinfachen wir auf Grund der am Anfange dieses § mitgetheilten Zahlenwerthe die Coëfficienten, welche man nach der Substitution bei $\frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2}$ und $\frac{\partial \eta}{\partial s}$ erhält, so bekommen wir mit Vernachlässigung einiger unendlich kleiner Grössen höherer Ordnung anstatt (17):

$$(24) \quad \varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\frac{1}{12} E b^2 \frac{\partial^4 \eta}{\partial s^4} + \frac{1}{4} E b^2 \frac{g \varrho}{E} \frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3}$$

$$+ \left[\frac{p'}{c b} + g \varrho (l - s) \right] \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} - g \varrho \frac{\partial \eta}{\partial s}.$$

Wenn wir annehmen, dafs $\frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3}$ nicht unendlich groß sey im Vergleich mit allen oder einigen der Ableitungen von η nach s , welche in der eben erhaltenen Gleichung (24) vorkommen, so werden wir das Glied $\frac{1}{4} E b^2 \frac{g \varrho}{E} \frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3}$ weglassen müssen, da die Ordnung der Kleinheit des in demselben enthaltenen constanten Coëfficienten höher ist als die der übrigen Coëfficienten der Gleichung ¹⁾. Man erhält dann zur Bestimmung von η als einer Function von s und t folgende partielle Differentialgleichung vierter Ordnung:

$$(I) \quad \varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\frac{1}{12} E b^2 \frac{\partial^4 \eta}{\partial s^4} + \left\{ \frac{p'}{c b} + g \varrho (l - s) \right\} \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} - g \varrho \frac{\partial \eta}{\partial s};$$

zu welcher noch vier Bedingungen für die Enden der Axe gehören. Erstens, bestehen für das Ende $s = l$ die Gleichungen:

1) Substituiren wir z. B. die oben erwähnten Zahlen, so erhalten wir statt (24):

$$56 \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -372 \frac{\partial^4 \eta}{\partial s^4} + 0,0005 \frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3} + (976 - 448 s) \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} - 448 \frac{\partial \eta}{\partial s};$$

hier ist $0 < s < 1$.

chungen (16) und (17); indem man in (16) statt $\frac{\partial q}{\partial s}$ den Ausdruck (24) substituirt, erhält man:

$$(II) \quad \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2}\right)_l = -\frac{g \varrho}{E} \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_l,$$

d. h. für die ganze Dauer der Bewegung bleibt die Gröfse der zweiten Ableitung von η nach s unendlich klein im Vergleich mit der Gröfse der ersten Ableitung nach s . Substituiren wir in (16) statt q und $\frac{\partial^2 q}{\partial s^2}$ die Ausdrücke (23) mit Rücksicht darauf, dafs $\left(\frac{\partial q}{\partial s}\right)_l = 0$ ist, so finden wir die andere Bedingung, der die gesuchte Function $\eta(s, t)$ genügen mufs für $s = l$ während der ganzen Dauer der Bewegung:

$$(III) \quad -\frac{p'}{g} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\right)_l = p' \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_l - \frac{1}{12} E c b^2 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3}\right)_l.$$

Zweitens mufs auf dem befestigten Ende $s = 0$ die gesuchte Function $\eta(s, t)$ für alle Werthe von t den Bedingungen Genüge leisten:

$$(IV) \quad \dots (\eta)_0 = 0 \text{ und } \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_0 = 0 \dots (V).$$

Das System der Gleichungen (I) bis (V) bestimmt η in der Function von s und t , wenn sich die befestigte Grundfläche oben und die freie unten befindet. Wenn aber der Stab in der Ebene $\xi \eta$ um 180° gedreht ist, so dafs der befestigte Querschnitt $s = 0$ unten, der freie $s = l$ oben sich befindet, so erhält man für die Bestimmung von η ein ähnliches System von Gleichungen, nämlich:

$$\begin{aligned} \text{für alle } s \text{ überhaupt: } \varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= -\frac{1}{12} E b^2 \frac{\partial^4 \eta}{\partial s^4} \\ &- \left\{ \frac{p'}{c b} + g \varrho (l - s) \right\} \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} + g \varrho \frac{\partial \eta}{\partial s} \dots (Ia) \end{aligned}$$

$$\text{für } s = l: (IIa) \dots \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2}\right)_l = \frac{g \varrho}{E} \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_l \text{ und}$$

$$\frac{p'}{g} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\right)_l = -p' \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_l - \frac{1}{12} E c b^2 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3}\right)_l \dots (IIIa)$$

$$\text{für } s = 0: (IVa) \dots (\eta)_0 = 0 \text{ und } \left(\frac{\partial \eta}{\partial s}\right)_0 = 0 \dots (Va).$$

Das System der partiellen Differentialgleichungen (I) bis (V), resp. (Ia) bis (Va), kann zur Berechnung des Elasticitätsmoduls E dienen aus dem beobachteten Werthe $\bar{T}_1$, resp. $\bar{T}_1^*$ der Schwingungsdauer des *ganzen* Stabes, dessen belastetes Ende nach unten, resp. nach oben gekehrt ist. Diefs Problem wird bekanntlich auf die Integration einer von t freien gewöhnlichen Differentialgleichung vierter Ordnung zurückgeführt:

$$(1) \quad -\varrho \frac{\pi^2}{T^2} y = -\frac{1}{12} E b^2 \frac{d^4 y}{ds^4} + \left\{ \frac{p'}{cb} + g \varrho (l-s) \right\} \frac{d^2 y}{ds^2} - g \varrho \frac{dy}{ds},$$

$$\text{respect. (Ia)} \quad -\varrho \frac{\pi^2}{T^2} y = -\frac{1}{12} E b^2 \frac{d^4 y}{ds^4} - \left\{ \frac{p'}{cb} + g \varrho (l-s) \right\} \frac{d^2 y}{ds^2} + g \varrho \frac{dy}{ds};$$

man hat nämlich ein Integral zu suchen von der Form:

$$(2) \quad y = A_1 y_1 + A_2 y_2 + A_3 y_3 + A_4 y_4,$$

wo $A_{1,2,3,4}$ willkürliche Constanten und $y_{1,2,3,4}$ von einander unabhängige Funktionen von s sind, welche sowohl der Gleichung (1), resp. (Ia), wie auch den vier aus den Gleichungen (II) bis (V), resp. (IIa) bis (Va) herrührenden Gränzbedingungen Genüge leisten. Aber die Aufgabe das allgemeine Integral (2) zu finden, bleibt bis jetzt noch nicht aufgelöst.

Ich erlaube mir hier zu bemerken, wie man die Gleichung (1) und die zu ihr gehörenden vier Gränzbedingungen durch folgende Umformung zur einfachsten Gestalt bringen kann. Führen wir statt s eine neue unabhängige Veränderliche ein, indem wir

$$(3) \quad \frac{p'}{cb} + g \varrho (l-s) = -g \varrho x$$

setzen, und statt der gesuchten Funktion y eine solche andere unbekannte Funktion z , dafs

$$(4) \quad y = \frac{dz}{dx}, \text{ oder } \int_k^x y dx = z - z_k,$$

ist, und setzen dabei voraus, daß die untere Gränze der Integration der Gleichung:

$$\varrho \frac{\pi^2}{T^2} z_1 = \frac{1}{12} E b^2 \left(\frac{d^4 z}{dx^4} \right)_1 + g \varrho k \left(\frac{dz}{dx} \right)_1$$

Genüge leistet; dann ist das Aufsuchen der Funktion (2) zurückgeführt auf das Auffinden der Funktion z :

$$z = A_1 z_1 + A_2 z_2 + A_3 z_3 + A_4 z_4$$

aus der Differentialgleichung von folgender einfachen Form:

$$(A) \quad -\varrho \frac{\pi^2}{T^2} z + g \varrho x \frac{d^2 z}{dx^2} + \frac{1}{12} E b^2 \frac{d^4 z}{dx^4} = 0 \text{ für alle Werthe}$$

von x , die zwischen $x = -\frac{p'}{cbg\varrho} = -\alpha$ und $x = -\alpha - l$ enthalten sind;

$$(B) \quad (z)_{-\alpha} + \alpha \left(\frac{dz}{dx} \right)_{-\alpha} = 0 \text{ und}$$

$$(C) \quad \frac{g\varrho}{\epsilon} \left(\frac{d^2 z}{dx^2} \right)_{-\alpha} + \left(\frac{d^3 z}{dx^3} \right)_{-\alpha} = 0 \text{ für } x = -\alpha;$$

$$(D) \quad \left(\frac{dz}{dx} \right)_{-(\alpha+l)} = 0 \text{ und}$$

$$(E) \quad \left(\frac{d^2 z}{dx^2} \right)_{-(\alpha+l)} = 0 \text{ für } x = -(\alpha+l).$$

Wenn eine Funktion z von der Form (5) mit den vier unabhängigen partiellen Integralen z_1, z_2, z_3, z_4 gefunden ist, die dem System der Gleichungen (A) bis (E) Genüge thut, dann ergibt sich die gesuchte Funktion y durch die Formel:

$$y = A_1 \frac{dz_1}{dx} + A_2 \frac{dz_2}{dx} + A_3 \frac{dz_3}{dx} + A_4 \frac{dz_4}{dx},$$

und das System der partiellen Differentialgleichungen (I) bis (V) wird ebenfalls aufgelöst. Sobald y auf diese Weise gefunden ist, so bleibt es nur übrig, nachzusehen, ob der Differentialquotient $\frac{d^3 y}{dx^3}$ nicht unendlich groß sey gegen $\frac{d^4 y}{dx^4}, \frac{d^2 y}{dx^2}, \frac{dy}{dx}$.

Man darf die Gleichung (C), um die Integration zu vereinfachen, durch die Gleichung $\left(\frac{d^3 z}{dx^3} \right)_{-\alpha} = 0$ ersetzen. Das

System der Gleichungen (A) bis (E) wird dann für den Stahlstab No. 5 also lauten:

(A) ... $z = 1,9764x \frac{d^2 z}{dx^2} + 1,6418(1 + \Delta E) \frac{d^4 z}{dx^4}$ für alle Werthe
von x zwischen $x = -\alpha = -1,1774$ und
 $x = -\alpha - l = -2,1774$;

(B) ... $(z) + 1,1774 \left(\frac{dz}{dx}\right) = 0$ und $\left(\frac{d^3 z}{dx^3}\right) = 0 \dots (C^*)$ für
 $x = -1,1774$;

(D) ... $\left(\frac{dz}{dx}\right) = 0$ und $\left(\frac{d^2 z}{dx^2}\right) = 0 \dots (E)$ für
 $x = -2,1774$.

In diesen Gleichungen bedeutet ΔE eine Correktion, die der Einheit zuzufügen ist, um den Werth von E zu erhalten, welcher der beobachteten Schwingungsdauer entspricht. Würde aus den Gleichungen ΔE sich wirklich als klein ergeben, so wäre dieß gleichzeitig ein Beweis, daß der untersuchte Stab nahezu isotrop elastisch war; es wäre dieß dagegen nicht der Fall, wenn ΔE einen großen Werth hätte. Fällt aber die Voraussetzung der Isotropie fort, so sind unsere Formeln nicht mehr richtig, weil die Funktion f nicht die Gestalt (M) hat.

Die experimentellen Untersuchungen des Elasticitätsmoduls der Metalle, welche mit erstaunlichem Kostenaufwande von der Seite des K. russ. Finanzministeriums und mit der Genauigkeit, die alle Messungen Kupffer's auszeichnet, im Central-Observatorium zu St. Petersburg gemacht worden sind, könnten vielleicht einige nützliche Facta zur angewandten Physik und Technik beigetragen haben, wenn eine strenge Theorie der Elasticität auf die mittelst der Experimente gefundenen Größen des Moduls angewandt worden wäre. Hätte der verstorbene Akademiker seiner Berechnung des Elasticitätsmoduls aus der Schwingungsdauer der Metallstäbe wissenschaftliche Formeln zu Grunde gelegt, statt der von ihm gebrauchten; so würden seine Experimente, außer dem Ergebniss einiger Facta für die Akustik und Technik, noch zur Lösung der Frage beigetragen haben,

welche von den untersuchten Körpern nahe isotrop elastisch waren. Der Modul bei den prismatischen Stäben wurde nämlich einerseits mittelst Biegung, andererseits mittelst Transversalschwingungen bestimmt, wobei diese letzteren von verschiedener Art waren: man liefs den Stab mit Belastung des freien Endes oder ohne Belastung schwingen, in vertikaler und horizontaler Lage; wären die Formeln, nach welchen der Modul aus diesen verschiedenartigen Experimenten berechnet wurde, alle aus der Elasticitätstheorie entnommen, und ergebe sich dann auf allen diesen verschiedenen Wegen ein und derselbe Werth für den Elasticitätsmodul eines bestimmten Stabes, so könnte man (von der elastischen Nachwirkung abgesehen) mit der grössten Wahrscheinlichkeit auf die Isotropie dieses Stabes schliessen. Doch waren bei Kupffer nur die Formeln theoretisch richtig, nach welchen er den Modul aus den Gröfsen der Biegung berechnete; man sieht nicht, wie er zu den übrigen gekommen ist. Die analytische Aufgabe, den Elasticitätsmodul aus den Querschwingungen zu berechnen, bleibt leider bis jetzt in der allgemeinen Form nicht aufgelöst; die Resultate der Experimente über die Torsionsschwingungen lassen sich dagegen vollständig berechnen. Die partielle Differentialgleichung dieser Torsionsschwingungen kann man aus den Formeln (11, §. 1) ableiten, indem man $q=0$, $r=0$, $w_1=0$, $w_2=0$ setzt; diese Gleichung ist zweiter Ordnung und läfst sich ohne die geringste Schwierigkeit integrieren, einerlei ob nur ein Ende des Stabes oder beide befestigt sind. Sollen die von Kupffer gesammelten Beobachtungen über die Torsion und Kreisschwingungen der Metallstäbe einmal gefunden worden seyn, so kann man dann sofort aus der Schwingungsdauer und aus dem Torsionswinkel die zweite Constante isotroper Stäbe, das Verhältnifs der Quercontraction zur Längendilation berechnen ¹⁾. Einige Beobachtungen

1) Vergl. meine Arbeit über diesen Gegenstand in Pogg. Ann. Bd. CXIX, 1863 „Ueber das Verhältnifs der Quercontraction zur Längendilation bei Stahlstäben, von M. Okatow.“

über die Torsionsschwingungen wurden von Kupffer in den »*Mémoires de l'Académie Impériale de St. Pétersbourg*, 6^{me} série, tomes V et VI 1853, 1857 veröffentlicht.

St. Petersburg den 26^{ten} Januar
 den 7^{ten} Februar 1867.

**V. Zur Erklärung der Versuche von B. Stewart und P. G. Tait über die Erwärmung rotirender Scheiben im Vacuum;
von Oskar Emil Meyer.**

Bereits in einer früheren Abhandlung ¹⁾ habe ich Versuche über die Erwärmung einer im luftverdünnten Raume rotirenden Scheibe, welche die Hrn. Stewart und Tait im Juni 1865 der kgl. Gesellschaft in London vorgelegt haben ²⁾, kurz besprochen und die Vermuthung geäußert, daß die Erschütterungen, welche der rotirenden Scheibe von dem treibenden Uhrwerk mitgetheilt werden, die hauptsächliche Ursache der beobachteten Erwärmung seyen. Ich komme auf diesen Gegenstand nochmals zurück, weil die beiden Herren eine neue Abhandlung ³⁾ über die Sache publicirt haben, in welcher nachgewiesen wird, daß die Ursache der Erwärmung weder im Erdmagnetismus, noch in Zuleitung oder Zustrahlung von Wärme, weder in tönenden Schwingungen, noch auch in der umgebenden Luft zu suchen ist. Ich glaube, wie ich bereits ausgesprochen habe, der Grund liegt in den Erschütterungen durch das Räderwerk.

Ich würde diese Frage nicht für werth halten, die Leser dieser Annalen mit derselben zu behelligen, wenn nicht durch die genannte Erklärung die Versuche es möglich machten,

1) Pogg. Ann. Bd. 127, S. 380.

2) Proc. of the roy. soc. Vol. 14, p. 339; Phil. mag. Vol. 30, p. 314.

3) Proc. Vol. 15, p. 290; Phil. mag. Vol. 33, p. 224.

den Coëfficienten der Wärme-Ausstrahlung der Scheibe in absolutem Maafse zu berechnen. Man findet auf diese Weise eine Zahl, welche mit einer Formel, die mir Hr. Geheimrath Prof. Dr. Neumann in Königsberg in freundlichster Güte mitgetheilt hat, in vollständiger Uebereinstimmung ist. Dieselbe stützt sich auf die Beobachtungen von Dulong und Petit über das Gesetz der Abkühlung ¹⁾ und auf Beobachtungen, die er selbst ausgeführt hat. Die Uebereinstimmung der auf so verschiedenen Wegen gewonnenen Resultate gewährt die Ueberzeugung, dafs sowohl die Erklärung der Beobachtungen Stewart's und Tait's richtig ist, als auch dafs der erhaltene Werth der Wärmestrahlung in absolutem Maafse unzweifelhaft genau ist.

Die Erschütterungen, in denen ich den Grund der Erwärmung erblicke, werden der Scheibe vom Räderwerk mitgetheilt; sie sind die Folge geringer Unregelmäßigkeiten im Laufe der Axen und Räder, und sie haben wiederum die Wirkung, dafs die rotirende Scheibe und ihre Axe innerhalb des ihr gelassenen Spielraums fortwährend hin und her geschleudert wird.

Ein solches Schlottern kann der Beobachtung nicht entgehen; denn der Radius der Scheibe beträgt $6\frac{1}{2}$ Zoll = 165 Millimeter; bewegt sich also die jedenfalls viel kürzere Axe in ihren Lagern nur um Hundertstel von Millimetern, so mufs ein Schwanken des Randes und bei rascher Rotation eine scheinbare Zunahme der Dicke der Scheibe schon deutlich zu erkennen seyn.

Stewart und Tait haben allerdings diese Erscheinung sehr wohl bemerkt, sie beobachteten ein Heben und ein Senken der meistens benutzten Aluminium-Scheibe von $\frac{1}{10}$ Zoll Dicke um 0,015 Zoll oder 0,38 Millimeter an beiden Seiten des Randes. Sie erklären dies, wie es scheint, durch die Annahme, dafs Scheibe und Axe nicht genau senkrecht gegen einander befestigt waren. Ich halte es für nicht minder wahrscheinlich, dafs ein Wackeln der Axe die Ursache war.

1) *Ann. Chim. Phys.* T. 7, 1817.

Ist aber diese Annahme richtig, so ist eine nothwendige Folgerung, dafs die Schwankungen um so stärker sich zeigen mufsten, je leichter die Scheibe war. In der That bemerkten Stewart und Tait, dafs, während jene Scheibe von $\frac{1}{20}$ Zoll Stärke um 0,015 Zoll schwankte, eine halb so dicke von $\frac{1}{40}$ Zoll Stärke um etwa 0,02 Zoll sich auf und ab bewegte.¹⁾

Ferner folgt aus dieser Annahme, dafs die lebendige Kraft, welche der Scheibe vom Räderwerke mitgetheilt wurde, bei beiden Scheiben dieselbe seyn mufste. Die aus diesen gleichen lebendigen Kräften entstehenden Wärmemengen mufsten also auch gleich ausfallen; d. h. es mufste die von halber Dicke doppelt so heifs werden, wie die von doppelter Stärke. Das aber haben Stewart und Tait exact beobachtet.²⁾

Nach dieser Bestätigung der Hypothese scheint es der Mühe werth zu seyn, die Gröfse der lebendigen Kraft zu berechnen, welche durch die Erschütterungen und Stöße in Wärme verwandelt wird.

Bei dieser Berechnung handelt es sich sowohl um die Anzahl der Stöße, als auch um die Stärke jedes einzelnen.

Da das Räderwerk mit constanter Geschwindigkeit läuft, so treten die Stöße regelmäfsig periodisch auf. Die Axe der Scheibe kommt dadurch in ein regelmäfsiges Rollen innerhalb des Raumes, den ihre Enden in ihren Lagern haben. Die Axe durchläuft eine Art von Kegelfläche. Nach jeder Umdrehung kommt sie in dieselbe Lage, wenigstens in nahezu dieselbe Lage, nach jeder halben Umdrehung in die gegenüberliegende. Sie wird also während jeder ganzen Umdrehung einmal hinüber-, einmal herübergeschleudert, oder sie erhält während jeder Umdrehung zwei Stöße, die ihre Lage und Richtung ändern.

Bei jedem Stofse auf die Axe geht ein Theil der vorhandenen lebendigen Kraft verloren; denn es ändert sich bei jedem Stofse die Lage der Rotationsaxe; es bleibt also

1) Artikel 20 (2).

2) Versuch XIII und XX, Artikel 18.

von der vorhandenen lebendigen Kraft nur der Theil übrig, welcher einer Rotation um die neue Axe entspricht; alle übrige lebendige Kraft geht für die Rotation verloren und wird zur Erwärmung der Scheibe verwandt.

Hieraus ist der in jeder Sekunde eintretende Verlust an lebendiger Kraft und Gewinn an Wärme leicht zu berechnen. Bezeichne ich die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe durch ψ , so ist die lebendige Kraft der Theilchen in der Entfernung r von der Axe für die Masseneinheit

$$\frac{1}{2} r^2 \psi^2.$$

In dieser Entfernung aber liegt eine unendlich schmale Zone von der Breite dr und der Dicke der Scheibe δ , welche die Masse

$$2\pi r \delta A dr$$

enthält, wenn A die Dichtigkeit der aus Aluminium bestehenden Scheibe bedeutet. Diese Zone besitzt demnach die lebendige Kraft

$$\pi \delta A \psi^2 r^3 dr$$

und die ganze Scheibe das Integral dieses Ausdrucks

$$\frac{\pi}{4} \delta A \psi^2 R^4,$$

wo R den Radius der Scheibe bedeutet, oder

$$\frac{1}{4} M R^2 \psi^2$$

durch Einführung der Masse der Scheibe

$$M = \pi R^2 \delta A.$$

Wird nun durch einen der erwähnten Stöße die Axe der Scheibe um den Winkel φ abgelenkt, so wird dadurch die bleibende lebendige Kraft

$$\frac{1}{4} M R^2 \psi^2 \cos^2 \varphi$$

und die für die Rotation verlorene und in Wärme verwandelte

$$\frac{1}{4} M R^2 \psi^2 \sin^2 \varphi.$$

Dieser Verlust an lebendiger Kraft und Gewinn an Wärme tritt während jeder Umdrehung zweimal ein, also in der Zeiteinheit $\frac{2}{T}$ mal, wenn T die Zeit einer Umdrehung

der Scheibe bedeutet. Demnach ist die in der Einheit der Zeit erzeugte Wärme äquivalent der lebendigen Kraft

$$\frac{1}{2T} M R^2 \psi^2 \sin^2 \varphi$$

oder, da

$$\psi = \frac{2\pi}{T}$$

ist, so ist dieselbe

$$\frac{2\pi^2}{T^3} M R^2 \sin^2 \varphi.$$

Hierin hat $R \sin \varphi$ eine einfache Bedeutung, es ist nämlich nichts anderes als die Gröfse der abwechselnden Hebung und Senkung des Scheibenrandes k , deren Werth 0,015 englische Zoll oder 0,38 Millimeter betrug. Durch Einführung dieser Gröfse läfst sich der Verlust an lebendiger Kraft auch

$$\frac{2\pi^2}{T^3} M k^2$$

schreiben.

Diese lebendige Kraft der Bewegung wird in Wärme umgesetzt, zunächst zur Erhöhung der Temperatur der Scheibe verwandt, dann aber durch Strahlung an die Umgebung abgegeben. Da nach einiger Zeit die Rotationsgeschwindigkeit sowohl, als auch der Ueberschufs der Temperatur der Scheibe über die der Umgebung constant wurden und blieben, so mußte die in einer Sekunde durch Strahlung verlorene Wärme der in gleicher Zeit in Wärme umgesetzten lebendigen Kraft äquivalent seyn. Die erstere läfst sich nach dem Newton'schen Gesetze der Abkühlung, das wegen des geringen Betrages der Erwärmung unbedenklich als gültig angesehen werden darf, leicht angeben. Beträgt der constant bleibende Ueberschufs der Temperatur der Scheibe t Grade, so ist die in einer Secunde von beiden Flächen der Scheibe ausgestrahlte Wärmemenge

$$2\pi h R^2 t,$$

wenn die Constante h die Wärme bezeichnet, welche bei 1° Erwärmung von der Flächeneinheit ausgestrahlt wird. Die dieser Wärme äquivalente mechanische Arbeit erhalte ich durch Multiplication mit Qg , wo unter g die beschleunigte

nigende Kraft der Schwere, unter Q aber die Höhe verstanden wird, bis zu welcher die Masseneinheit durch die Wärmeeinheit gehoben werden kann. Das Arbeitsäquivalent jener Wärme ist also

$$2\pi h R^2 t Q g.$$

Diese geleistete Arbeit ist gleich der aufgewendeten lebendigen Kraft, also es ist

$$h R^2 t Q g = \frac{\pi}{T^3} M k^2.$$

Das erste, was bei dem Anblick dieser Gleichung auffällt, ist ein Umstand, welcher scheinbar mit der Beobachtung in Widerspruch ist. Stewart und Tait haben nämlich beobachtet, daß die Erwärmung der Scheibe ihrer Dicke umgekehrt proportional ist. Man könnte aus obiger Gleichung zu folgern versucht seyn, daß die Erwärmung t der Masse M , also auch der Dicke der Scheibe proportional steige. Man muß indess bedenken, daß die Schwankungen k um so bedeutender werden, je geringer die Dicke der Scheibe ist. Die Schwankung k ist somit der Dicke umgekehrt proportional,¹⁾ und es ergibt sich, daß auch die Erwärmung t der Scheibe im umgekehrten Verhältniß ihrer Dicke zunehmen muß.

Alle in der Formel vorkommenden Größen sind aus den Messungen von Stewart und Tait bekannt oder aus denselben leicht zu berechnen, bis auf die Constante h , welche die Wärmestrahlung der Scheibe bestimmt. Ueber deren absoluten Werth sind noch keine directen Angaben publicirt; um so interessanter erscheint es, aus den in Rede stehenden Beobachtungen ihren Werth herzuleiten.

Setze ich nun in die obige Formel die numerischen Werthe

$$k = 0,015 \text{ Zoll} = 0^{\text{mm}},38$$

$$M = 10 \text{ Unzen} = 310^{\text{gm}}$$

$$R = 6,5 \text{ Zoll} = 165^{\text{mm}}$$

$$T = \frac{30''}{2500} = 0'',012$$

$$Q = 423^{\text{m}},5$$

1) Dies bestätigt freilich die obigen Zahlen nicht genau, sie sind aber auch nichts als ungefähre Schätzungen.

und für g und π die allgemein bekannten Werthe ein und nehme endlich für die Erwärmung den Mittelwerth

$$t = 0^{\circ},84\text{F.} = 0^{\circ},45\text{C.}$$

an, welcher für die durch Kienrufs geschwärzte Scheibe gilt, so ergibt sich die Wärmestrahlung

$$h = 0,0017.$$

Diese Zahl enthält keine willkürliche Wärme-Einheit, sondern sie bezieht sich lediglich auf sogenannte absolute Einheiten, nämlich auf das Millimeter und die Zeitsekunde, sowie auf die Dichtigkeit des Wassers als Einheit der specifischen Gewichte. Sie gilt wie ϑ für eine durch Kienrufs geschwärzte Oberfläche in einem luftverdünnten Raume, in welchem eine Spannung von nur 0,3 Zoll oder 7,6 Millim. Quecksilber herrschte.

Man erhält eine anschauliche Vorstellung von der Bedeutung des gefundenen Zahlenwerths, wenn man aus demselben den Schluss zieht, dafs eine berufste Fläche von 1 Quadratmeter Gröfse, welche um 1°C. über die umgebende verdünnte Luft erwärmt worden ist, in einer Secunde eine Wärmemenge verliert, welche ein Kilogramm um 0,72 Meter zu haben vermöchte.

Der gefundene Werth der Wärmestrahlung h befindet sich in auffallender Uebereinstimmung mit einem Resultate, das ich durch die gütige Hülfe des Hrn. Geheimrath Neumann in Königsberg aus den Beobachtungen von Dulong und Petit herleiten konnte. Ich spreche demselben auch hier öffentlich meinen Dank aus.

Jene beiden Forscher haben die Ergebnisse ihrer Beobachtungen über die Abkühlung eines erwärmten Körpers im luftverdünnten Raume zu dem Gesetze zusammengefaßt, dafs die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit abgegebene Wärmemenge durch die Formel

$$ma^{\vartheta}(a' - 1) + np't^b$$

ausgedrückt werden kann. In dieser Formel bezeichnet ϑ die Temperatur der Umgebung, t den Ueberschufs der Temperatur des erwärmten Körpers, p den Druck der umge-

benden Luft; die anderen Zeichen bedeuten constante Gröſsen.

Aus der angegebenen Formel erhält man den Werth des Wärmestrahlungs-Coëfficienten h durch Division durch den als sehr klein angenommenen Werth von t . Es ist also

$$h = ma^2 \frac{a' - 1}{t} + np' t^{n-1}.$$

Nach Dulong und Petit's Bestimmung ist hierin für Centesimalgrade

$$a = 1,0077$$

$$b = 1,233$$

$$c = 0,45.$$

Hrn. Prof. Neumann verdanke ich die Angabe, daß für eine berufste Fläche

$$m = 3,6$$

und der von der Natur der Fläche unabhängige Coëfficient n , falls p in Atmosphären ausgedrückt ist, für atmosphärische Luft

$$n = 0,0168$$

zu setzen ist. Erstere Zahl ist aus eigner Beobachtung, letztere aus gelegentlichen Angaben von Dulong und Petit hergeleitet worden. Beide Zahlen beziehen sich auf pariser Linien und Minuten als Einheiten.

Durch Benutzung dieser Werthe findet man, indem man nach Stewart und Tait's Beobachtung

$$p = 0,010 \text{ Atm.}$$

$$t = 0,45 \text{ C.}$$

und $\vartheta = \text{etwa } 20^\circ \text{ C.}$ setzt, aus obiger Formel den Werth

$$h = 0,0013,$$

bezogen wiederum auf Millimeter und Zeitsekunden.

Die Uebereinstimmung des oben aus Stewart's und Tait's Beobachtung hergeleiteten Werths 0,0017 mit diesem direct gefundenen ist weit gröſser, als sie bei der vielfachen Unsicherheit der Schätzungen zu erwarten war.

Noch eine andere recht schöne Uebereinstimmung findet sich. Für eine Metallfläche ist nach Hr. Prof. Neumann's Mittheilung

$$m = \text{etwa } 0,5$$

zu setzen, also über siebenmal kleiner, als für eine Rußfläche. Daraus folgt für die Strahlungsconstante h einer Metallfläche der Werth

$$h = 0,00023;$$

es ergibt sich also, daß der Strahlungscoëfficient für Metalle etwa 5 bis 6mal kleiner ist, als der für eine berufte Fläche geltende. Stewart und Tait beobachteten, daß die Aluminiumscheibe mit reiner Metalloberfläche etwa 4mal weniger Wärme ausstrahlte, als die berufte Scheibe.

Breslau den 11. September 1868.

VI. *Studium der chemischen Reactionen mittelst der von der Säule entlehnten Wärme;*

von Hrn. P. A. Favre.

(*Compt. rend. T. LXIII, p. 369.*)

Wenn man die chemischen Vereinigungen und Scheidungen mittelst der gewöhnlichen Methoden studirt, so kann man wohl nachweisen, daß die Körper sich unter Erzeugung der bekannten Phänomene verbinden und trennen; allein im Allgemeinen vermag keins dieser Phänomene die in ihrer Molecular-Constitution eingetretenen Modificationen aufzudecken, Modificationen, die man doch *a priori* annehmen muß, um die Wirkung der Wärme, des Lichts und der Elektricität als bedingende Ursachen der Verbindungen, z. B. der Bildung des Wassers, der Chlorwasserstoffsäure, usw. zu erklären.

Dem ist aber nicht mehr so, wenn man die Methode anwendet, welche ich kennen lehren will, und welche darin besteht, daß man von der Säule die zur Zersetzung der Körper erforderliche Wärme entnimmt, indem sie mittelst des Calorimeters den Theil der Modificationen bewirkt, welche die Bestandtheile dieser Körper beim Eintritt in eine Verbindung oder Austritt aus derselben erleiden.

Der Apparat ist folgendermaassen eingerichtet. Ein erstes Quecksilbercalorimeter (*thermomètre à calories*) misst sehr genau die innere Arbeit der darin eingeschlossenen Säule, bestehend aus fünf gleichen Elementen von amalgamirtem Zink und Platin, getaucht in hinreichend verdünnte Schwefelsäure.

Ein zweites Quecksilbercalorimeter, welches mit derselben Genauigkeit die äussere Arbeit der Säule misst, bekommt successive: 1) Ein Plattenpaar identisch mit jedem der fünf der Säule; 2) Ein Voltameter, welches nichts anderes ist als die vorhergehende Kette, in der die Zinkplatte ersetzt ist durch eine Platinplatte von derselben Grösse; endlich 3) Ein der ersten Kette ähnliches Voltameter, in welchem Zink und Platin ersetzt sind durch Kupferplatten von derselben Grösse, die in diesem Falle in eine Lösung von schwefelsaurem Kupfer tauchen.

Ich habe der flüssigen Schicht, welche die Platten der Ketten und der Voltameter trennt, eine Dicke von 3 Mllm. gegeben. Diese Dicke kann nach Belieben vergrößert werden: so war sie bei dem in der Tafel angeführten Versuch X auf 30 Mllm. gebracht.

Wenn das zweite Calorimeter das Paar aus amalgamirtem Zink und Platin einschließt, ist die von ihnen angegebene Wärme, welche blofs von diesem Paar herrührt, genau ein Fünftel der Wärme, welche das erste, fünf solcher Paare enthaltene Calorimeter angiebt, was leicht vorauszu- sehen war.

Wenn das zweite Calorimeter das Voltameter mit Platinplatten einschließt, ist alle in seinem Innern entwickelte Wärme von dem Strom der Säule im ersten Calorimeter entlehnt und dieses giebt den Betrag der Entlehnung deutlich an, wie leicht vorauszu- sehen.

Wenn endlich das zweite Calorimeter das Voltameter mit in Kupferlösung getauchten Kupferplatten enthält, stammt die im Innern desselben entwickelte Wärme aus zwei Quellen her, nämlich aus der Säule und aus dem Voltameter selbst. In der That erzeugen sich in dem Voltameter mit Kupferplatten gleichzeitig zwei umgekehrte Phänomene,

welche in dem Voltameter mit Platinplatten und in der Zink-Platin-Kette nur getrennt auftreten, nämlich: 1) Zersetzung des schwefelsauren Kupferoxyds, für welche dem durch die Säule entwickelten Strome Wärme entzogen wird, die der Zersetzung des schwefelsauren Wasserstoffs in dem Voltameter mit Platinplatten entspricht, und 2) Bildung einer gleichen Menge schwefelsauren Kupferoxyds mit Wärme-Entwicklung *zum Vortheil* des Stroms, ein Effect, welcher der Erzeugung von schwefelsaurem Zinkoxyd in der Zink-Platin-Kette entspricht.

In der folgenden Tafel gebe ich nur einige der von mir erhaltenen Resultate, weil ich glaube, daß sie hinreichen, den Werth der neuen Methode begreiflich zu machen, mir vorbehaltend, fernere Entwicklungen zu geben, sobald neue Versuche mich weiter aufgeklärt haben.

Setzen wir zuvörderst die Resultate der Versuche IV und V auseinander.

In dem Versuch V sind die Einrichtungen dieselben wie in Versuch IV, nur ersetzt eine Platinplatte die Zinkplatte der Kette, woraus folgt, daß das Radical SO^4 der zersetzten Schwefelsäure $(\text{SO}^4)\text{H}$ bei der Wärme-Entwicklung sich nicht mehr auf dem Zink fixiren kann. Während bei dem Versuch IV für 49 Grm. oder 1 Aequivalent zersetzten schwefelsauren Wasserstoffs die Kette 19954 Wärme-Einheiten entwickelt und somit ein wahres Voltameter darstellt, welches indem es Wärme entwickelt functionirt, verbraucht beim Versuch V das Voltameter 59895 Einheiten, die es von der Säule entnimmt.

Die Zahl 59895, die, verringert um die Wärmemenge, welche zur Ueberwindung des von der Flüssigkeit des Voltameters dem Durchgang des Stroms entgegengesetzten Widerstandes verbraucht wird (und die aus Gründen, welche zu erörtern ich hier nicht Zeit habe, geringer seyn muß als 7975 Einheiten¹⁾) also 51920, drückt mithin das Minimum von Wärmemenge aus, welches bei der Zersetzung des schwefelsauren Wasserstoffs entwickelt wird. Dieselbe Zahl, mit entgegengesetztem Zeichen genommen, stellt die Verbindung des Radicals SO^4 mit Wasserstoff vor. Mittelst der *Metall-Module*, welche ich gegeben habe, um die Wärme-Aequivalente der verschiedenen Salze zu berechnen, kann man die Bildungswärme aller übrigen Sulfate SO^4M (wo M irgend ein Metall) bestimmen.

1) Siehe das Resultat des Versuches V, welches die innere Arbeit der Säule ausdrückt.

Wärme-Einheiten

I. { (A) 1 Aeq. Schwefelsäure ¹⁾ 49 und 1 Aeq. Zink 33 } Keine Ketten bildend { 1954
 { (B) 1 Aeq. schwefels. Kupfer 72 und 1 Aeq. Zink 33 } 27388

	Für 1 Aeq. angegriffenen Zinks im Calorimeter der Säule		Tangenten der Ablesungen	Wärme entlehnt von der Säule durch das Voltameter für 1 Aeq. des darin zer- setzten Körpers
	Wärme, angege- ben vom Calori- meter der Säule, oder innere Ar- beit der Säule	Wärme, entlehnt von der Säule, oder äußere Ar- beit der Säule		
	Wärme - Einheiten			
II. Säule allein	19572	382		
III. Säule und Busssole, $R = 34\text{mm}, 3^2$	18474	1480	3,4880	
IV. Säule, Busssole und Gie Kette	18402	1552	3,6069	
V. Säule, Busssole und Voltameter (Platinplatten mit Schwe- felsäure)	7975	11979	0,1095	59895
VI. Säule, Busssole und Voltameter (Platinplatten mit Sal- petersäure)	8888	11066	0,0969	55330
VII. Säule, Busssole und Voltameter (Platinplatten mit schwe- felsaurem Kupfer)	8573	11381	0,7623	56905
VIII. Säule, Busssole und Voltameter (Platinplatten mit salpe- tersaurem Kupfer)	8424	11530	0,8278	57650
IX. Säule, Busssole und Voltameter (Kupferplatten mit schwe- felsaurem Kupfer)	14091	5863	1,8611	29315
X. Säule, Busssole und Voltameter (Kupferplatten mit schwe- felsaurem Kupfer, aber 30mm Abstand der Platten	10557	9397	0,5658	46985

1) Diese Schwefelsäure (dieselbe, die zu den Versuchen mit der Säule diente) war so durch Wasser verdünnt, daß 42,5 Kubikcentimeter derselben 5 Grm. trocknen und reinen kohlen-sauren Natrons sättigten. Diese Säure entwickelte noch 821 Wärme-Einheiten, wenn man sie mit einer solchen Menge Wassers verdünnte, daß 1 Aeq. derselben auf 342 Aeq. Wasser kam.

2) R drückt in der Länge eines Platindrachts von bestimmtem Durchmesser den Widerstand der Säule und des die Busssole enthaltenden Schließungsbogens aus.

Gehen wir weiter. Wenn ich das Voltameter mit Platinplatten in das die Säule einschließende Calorimeter bringe, so entnimmt, wie schon gesagt, dieß Voltameter, um die Zersetzung zu bewerkstelligen, nur 34462 Wärme-Einheiten von der Säule (eine Wärmemenge, die man nicht in dem Versuche findet, wo die Elemente des Wassers in Freiheit gesetzt werden), während es offenbar, um dieselbe Zersetzung zu bewerkstelligen, wenigstens 51920 entnimmt, wenn es sich in dem zweiten Calorimeter befindet.

Dies Resultat erklärt sich sehr leicht. In der That sehen wir nicht sehr deutlich, daß in der erwähnten Reaction folgende successive Effecte zu betrachten sind: einerseits ein Zersetzungsphänomen, in welchem die Bestandtheile des schwefelsauren Wasserstoffs, um sich zu trennen, dem von der Säule entwickelten Strom 51920 Wärme-Einheiten entziehen; andererseits ein zweites Phänomen, in welchem die in Freiheit gesetzten Bestandtheile des schwefelsauren Wasserstoffs in dem eigenthümlichen Zustand, welchen man *Entstehungszustand* nennt (und in welchem sie alle von der Säule entlehnte Wärme besitzen), sich modificiren, unter Entwicklung der Wärme, die nicht dem Strom zu gute kommt.

Man kann diese Modification gemäß den Ideen verschiedener Chemiker erklären durch eine Gruppierung mehrerer elementaren Atome zu einem einzigen Molecül, und durch Veränderungen, welche wenig stabile Radicale wie $\text{SO}^{\cdot}$ erleiden können.

Wollen wir die Resultate der Versuche I, V und VII auslegen, sind wir gleichfalls zu der Annahme genöthigt, daß bei der Zersetzung des schwefelsauren Wasserstoffs ($\text{SO}^{\cdot}\text{H}$) und des schwefelsauren Kupfers ($\text{SO}^{\cdot}\text{Cu}$) eine fast gleiche Wärmemenge entwickelt wird, und daß folglich, dem entgegen was geschieht, wenn Wasserstoff und Kupfer in ihrem gewöhnlichen Zustand genommen werden, die Affinitäten dieser Körper im *Entstehungszustand* für das Radical $\text{SO}^{\cdot}$ fast gleich sind, weil diese beiden Metalle in diesem Zustand in den Typus *Sulfat* eintreten unter Entwicklung einer fast gleichen Wärmemenge.

Endlich werden wir bei Auslegung der von den Versuchen I(B), VII und IX gelieferten Resultate ebenfalls zu der Annahme geführt, daß wenn in dem Voltameter mit Kupferplatten die Menge des schwefelsauren Kupfers, welches sich zersetzt, compensirt wird durch die Menge des schwefelsauren Kupfers, welches entsteht, dies nicht mehr der Fall ist, wenn man die Wärmemenge vergleicht, welche dem Strom durch Zersetzung oder Bildung einer gleichen Menge Sulfats entzogen oder gegeben wird.

In der That entzieht das schwefelsaure Kupfer einerseits der Säule die Gesamtheit der Wärme, welche zur Abscheidung des Kupfers im *Entstehungszustand* nöthig ist und dieses Metall erfordert, um sich in diesem Zustand zu erzeugen, einen Wärme-Ueberschuß, den es nicht dem Strom giebt, wenn es ihn beim Uebergang in den *gewöhnlichen Zustand*, unmittelbar nach seiner Abscheidung entwickelt; das Kupfer andererseits, angegriffen an der positiven Elektrode, wo es sich in *gewöhnlichem Zustand* befindet, entzieht der Reaction selbst, die das Sulfat erzeugt, diesen Wärme-Ueberschuß, welcher es in den zur Bildung von Salzen geeigneten Zustand versetzen muß; und diese somit der Reaction entzogene Wärme kommt nicht dem Strom zu gut. Mit einem Wort: die Wärmephänomene compensiren sich nicht in dem Voltameter: 1) weil das im Voltameter vom Sulfat abgeschiedene Kupfer nicht solches ist, wie wir es unter den gewöhnlichen Umständen kennen, sondern ein an Wärme reicheres Kupfer, welche fühlbar wird, wenn das Metall aus dem *Entstehungszustand* in den *gewöhnlichen Zustand* übergeht; 2) weil dieser somit dem Strom entzogene Wärme-Ueberschuß demselben nicht wieder gegeben wird durch die entgegengesetzte Reaction, bei der eine gleiche Menge schwefelsauren Kupfers entsteht, aber gebildet aus Kupfer im *gewöhnlichen Zustand*.

Schlüsse.

Kurz gefaßt geht aus vorstehenden Versuchen hervor, daß die Säule den von ihr zersetzten Körpern die Wärme

liefert, welche zur Trennung ihrer Bestandtheile nöthig ist, und dafs die somit (dem Strom) entzogene Wärmemenge gröfser ist als die, welche dieselben Bestandtheile, genommen in den gewöhnlichen Zuständen, bei ihrer Vereinigung entwickeln; so dafs die Körper im *Entstehungszustand* einen Wärme-Ueberschufs besitzen, welchen sie wieder abgeben, wenn sie sich so modificiren, wie wir sie im *gewöhnlichen Zustand* kennen.

Man wird daher zu der Annahme geführt, dafs bei den chemischen Reactionen (Verbindungen oder Zersetzungen) die Molecüle Modificationen erleiden, welche der Verbindung vorausgehen oder der Zersetzung folgen, weil diese Modificationen von einer Absorption oder Entwicklung von Wärme angezeigt werden ganz unabhängig von dem Wärmephänomen, welches die chemische Verbindung oder Zerlegung begleitet.

Mufs also die Affinität gemessen werden durch die Wärmemenge, welche die zur Verbindung geeigneten Molecüle bei ihrer Vereinigung entwickeln (was mir nicht zweifelhaft zu seyn scheint), so kann die Stabilität der Verbindungen durchaus nicht auf den Grad von Energie dieser Affinität schliessen lassen.

Verbindungen nämlich, deren Bestandtheile, um sich zu trennen, gleiche Wärmemengen entlehnen, werden desto leichter zersetzt werden als diese Bestandtheile, einmal getrennt im *Entstehungszustand* (d. h. so wie sie in ihren Verbindungen existiren und so wie sie aus denselben hervorgehen), mehr Wärme entwickeln, um in den *gewöhnlichen Zustand* überzugehen.

Bemerken wir schliesslich, dafs, da das mittelst der Säule gemachte Studium der molecularen Arbeit bei den chemischen Reactionen secundäre Actionen zur Evidenz bringt, die von einer dem Strom nicht zu gut kommenden Wärme-Entwicklung begleitet sind, man daraus schliessen mufs, dafs die elektromagnetischen Maschinen nicht alle Wärme veräufsern können, welche in der sie bewegenden Säule in Thätigkeit gesetzt wird.

VII. *Untersuchungen über die Elektrolyse;*
von Hrn. P. A. Favre.

(*Compt. rend. T. LXVI, p. 252.* Vom Hrn. Verf. übersandt.)

Ich beehre mich, der Akademie die Fortsetzung meiner thermischen Untersuchungen über die Säule als Zersetzungsagens mitzutheilen. Ich hoffe, daß die neuen Resultate, welche ich kennen lernen werde, eine Idee von dem geben werde, was von den auf diesem Wege unternommenen Arbeiten zur Aufklärung der chemischen und dynamischen Theorie der Säule zu erwarten ist, und daß sie wiederum zeigen werden, daß die Calorimetrie, welche der Chemie schon so große Dienste geleistet hat, berufen ist, ihr noch größere zu leisten. Möchten diese Untersuchungen ahnen lassen, welche Zukunft der kaum gebornen Thermochemie bevorsteht! Ich hoffe endlich dazu beizutragen, die Wichtigkeit der Rolle der Säule bei dem noch so wenig vorgerückten Studium der molecularen Arbeit begreiflich zu machen, einer Arbeit, welche, besser gekannt, erlauben wird, sich von der Constitution der Körper und der Art, wie sie aufeinander einwirken, eine genauere Idee zu machen.

In der That, wenn die Waage, welche in den Händen von Lavoisier und seinen Nachfolgern zur Schöpfung der neuern Chemie gedient hat, indem sie die relativen Gewichte der aufeinander wirkenden Körper bestimmte, ein für die Chemiker unentbehrliches Instrument geworden ist, so steht ihr das Calorimeter an Wichtigkeit nicht nach; es mißt, es wägt, so zu sagen, die bei den chemischen Reactionen in Thätigkeit gesetzte Kraft und giebt den thermodynamischen Ausdruck für die Bildung der Körper. Dasselbe gilt von der Säule, welche bei diesen fast immer verwickelten Reactionen erlaubt, die Vertheilung der durch sie entfalteten bewegenden Arbeit zu verfolgen und zu messen.

Bereits habe ich den Apparat beschrieben (*Compt. rend. T. LXIII, p. 369*¹⁾), mittelst dessen ich die Vertheilung der

1) Siehe den vorhergehenden Aufsatz.

von der Säule als chemisches Zersetzungsagens entwickelten bewegenden Arbeit messe; ich begnüge mich daher, hier kurz die angewandten Vorrichtungen anzugeben.

Ein erstes Quecksilbercalorimeter (*thermomètre à calories*) mit sieben Muffeln mißt die Wärme, die in der darin enthaltenen Säule verbleibt. Diese Säule besteht aus fünf gleichen Elementen (amalg. Zink und Platin), welche in hinreichend verdünnte Schwefelsäure tauchen. Sie nimmt fünf Muffeln ein.

Der physische Widerstand der Säule und des die Bussole enthaltenden Schließungsbogens wird ausgedrückt durch ungefähr 50 Millimeter meines normalen Platindrahts. Ich suchte diesen Widerstand, so wie den Widerstand gleicher Ordnung der Voltmeter, welche einen Theil des Schließungsbogens ausmachten, zu vernachlässigen, indem ich Rheostate einschaltete, deren Platindraht einen Widerstand von 500 bis 6000 Millimeter darboten. Diese Rheostate wurden in eine mit Wasser gefüllte und in der sechsten Muffel des Calorimeters befindliche Eprouvette gesteckt, so daß alle zum Calorimeter hinausgeführte und verbrauchte Wärme angenähert als alleinig zur Elektrolyse der Körper verwandt angesehen werden konnte.

Ein zweites Quecksilbercalorimeter mißt die Wärme-Entwicklung in dem Theile der Kette, welcher außerhalb des die Säule und den Rheostat einschließenden Calorimeters befindlich ist. Zu dem Ende bekommt dieß Calorimeter in einer seiner Muffeln jedes der Voltmeter, die successive in die Kette gebracht werden.

Das erste Calorimeter gestattet die Wärme zu bestimmen, welche der Säule entzogen wird, um die Körper zu elektrolysiren.

Das zweite Calorimeter giebt den somit von der Säule entlehnten Wärmetheil an, welcher, nachdem er zur Elektrolyse gedient hat, von den in Freiheit gesetzten Elementen restituirt wird, sobald diese Elemente unmittelbar nach ihrer chemischen Trennung und in Folge eines wesentlich lokalen Vorgangs, sich modificiren, indem sie aus dem *Entstehungs-*

zustand (worin sie in den Verbindungen sich befinden) in den *gewöhnlichen Zustand* übergehen.

Es ist einleuchtend, daß die Untersuchung der Wärmevertheilung in der Volta'schen Kette die Anwendung einer noch größeren Anzahl von Calorimetern erfordern kann.

Ich bemerke noch, daß die Platten der Voltameter bis auf ihre Natur denen der Säule in Gestalt, Gröfse und gegenseitigem Abstand völlig gleich sind, und daß die Elektrolyte in solchen Verhältnissen angewandt wurden, daß ein gleiches Wasservolum Mengen enthielt, die der Menge der in der Säule enthaltenen Schwefelsäure chemisch äquivalent waren.

In das Calorimeter, welches schon die Säule und den Rheostat enthielt, und in die siebente Muffel kann man das Voltameter bringen, welches einen Theil des Schließungsbogens ausmacht. In diesem Falle schließt dasselbe Calorimeter die gesammte Kette ein.

Schon früher habe ich gesucht, die Gesammtheit der Wärme, welche in einem Smee'schen Elemente oder in einer Säule aus zwei oder mehreren Smee'schen Elementen entwickelt wird, in den Schließungsbogen überzuführen. Seit langer Zeit habe ich, um dieses Resultat zu erlangen, in dem Schließungsbogen und außerhalb des Calorimeters, welches die Säule enthält, bis an 7000 Millimeter meines normalen Platindrahts aufgewickelt auf eigends dazu construirten Rheostat angebracht. Diese Einrichtung läßt den physischen Widerstand der Säule und des die Bussole enthaltenden Schließungsbogens fast vernachlässigen, da dieser Widerstand, ausgedrückt in Drahtlänge, nur ungefähr 50 Millm. beträgt. Ich bemerke jedoch, daß ich bei diesem Verfahren niemals mehr als etwa drei Viertel der von der Säule entwickelten Wärme zu ihr hinaus verpflanzen konnte. Eine Wärmemenge von ungefähr 6000 Einheiten blieb hartnäckig darin zurück. Dies unerwartete Resultat, welches mir lange hinderlich war, hat mich darauf gebracht, den gegenwärtigen Weg bei meinen Untersuchungen einzuschlagen, da ich ver-

muthete, daß secundäre Phänomene die Reactionen verwickelt machen.

Versuche.

Betrachten wir die folgenden Zahlen, geliefert durch die Reaction der Schwefelsäure und des schwefelsauren Kupfers auf verschiedene Metalle:

Wärme-Einheiten

I. 1 Aeq. Zink eintretend für 1 Aeq. Wasser-	
stoff in SO^4H giebt	19834
1 Aeq. Zink eintretend für 1 Aeq. Kupfer in	
SO^4Cu	27346
1 Aeq. Eisen eintretend für 1 Aeq. Kupfer in	
SO^4Cu	19025
1 Aeq. Kadmium eintretend für 1 Aeq. Kupfer	
in SO^4Cu	16265

Dies führt zu der Annahme daß:

II. Wenn das Radikal SO^4 sich ver-	
bindend mit H giebt	x
es geben muß bei Verbindung mit Zn	$x + 19834$
„ „ „ „ „ „ Fe	$x + 19025 - 7512$
„ „ „ „ „ „ Cd	$x + 16265 - 7512$
„ „ „ „ „ „ Cu	$x - 7512$

Nimmt man für den Werth x die Wärme, welche der Bildung eines andern Sulfats, z. B. des schwefelsauren Kupfers entspricht, so ergibt sich, daß

III. Wenn das Radikal SO^4 sich verbindend	
mit Cu giebt	x
es geben muß bei Verbindung mit Zn	$x + 27346$
„ „ „ „ „ „ Fe	$x + 19025$
„ „ „ „ „ „ Cd	$x + 16265$
„ „ „ „ „ „ H	$x + 7512$

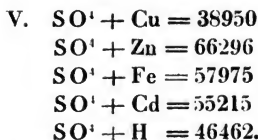
Es reicht also hin, den Werth von x zu kennen, um die Bildungswärme für andere Sulfate zu berechnen.

Es ist besser, den auf die Bildung des schwefelsauren Kupfers bezüglichen Werth von x zu nehmen, als den für die Bildung des schwefelsauren Wasserstoffs, weil bei der

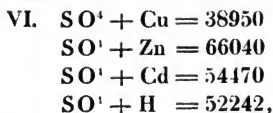
Zersetzung des letzteren Sulfats das thermische Phänomen, welches von dem in Freiheit gesetzten und vom *Entstehungszustand* in den *gewöhnlichen Zustand* übergehenden Metalls H herrührt, auf eine viel hervorstechendere Weise angegeben wird als bei den übrigen Metallen.

Den somit auf das schwefelsaure Kupfer bezogenen Werth von x erhält man, wenn man die Wärmemenge aufsucht, welche das schwefelsaure Kupfer von der Säule entlehnt, um sich in einem Voltameter mit Platinplatten außerhalb des Calorimeters, welches die Säule und einen Rheostat von hinlänglichem Widerstand enthält, zu zersetzen. Diese Menge beträgt 38950 Einheiten (IV).

Ersetzen wir x durch seinen Werth, so giebt die Tabelle III:



Als ich die *thermische Analyse* anderer Salze machte, d. h. sie auf dieselbe Weise wie das schwefelsaure Kupfer zersetzte¹⁾, erhielt ich die in folgender Tafel angegebenen Wärme-Einheiten:



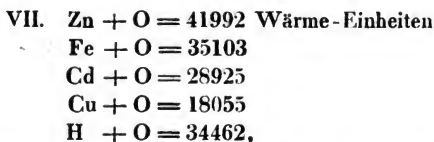
welche sich beziehen auf die Trennung der Bestandtheile der Salze, genommen in den Zustand, in welchem sie sich in diesen Verbindungen befinden.

Die drei ersten, direct vom Versuch gelieferten Zahlen stimmen genügend mit denen der Tabelle V, welche alleinig aus dem Resultat der Elektrolyse des schwefelsauren Kupfers berechnet wurden. Die Zahl, welche sich auf die Bildung des schwefelsauren Wasserstoffs bezieht, macht allein eine

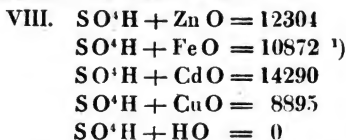
1) Ausgenommen das schwefelsaure Eisen, dessen Elektrolyse Schwierigkeiten darbietet, die mich das Studium derselben vertagen ließen.

Ausnahme und dieß ist nicht das Resultat, dessen Auslegung das wenigste Interesse darbietet.

Addirt man zu der Wärmemenge, welche die folgenden Oxyde bei ihrer Bildung mittelst gewöhnlichen Sauerstoffs entwickeln:



die Wärmemenge, welche bei der Verbindung dieser wasserfreien Oxyde (das Eisenoxyd ausgenommen) mit verdünnter Schwefelsäure entwickelt wird:



so bewerkstelligt man die *thermische Synthese* der Sulfate des Zinks, Eisens, Kadmiums, Kupfers und Wasserstoffs, indem man ihre Bestandtheile, genommen im gewöhnlichen Zustand, vereinigt, und erhält die folgenden Wärme-Einheiten:

IX. Oxydation des Zinks und Sulfatation seines	
Oxyds	= 54296
Oxydation des Eisens und Sulfatation seines	
Oxyds	= 45975
Oxydation des Kadmiums und Sulfatation	
seines Oxyds	= 43215
Oxydation des Kupfers und Sulfatation	
seines Oxyds	= 26950
Oxydation des Wasserstoffs und Sulfatation	
seines Oxyds	= 34462.

Diese Zahlen sind die der Tabellen V und VI, aber jede geringer um etwa 12000 Wärme-Einheiten, mit Aus-

1) *Ann. de chim. et de phys. Sér. III, T. 37, p. 405.*

nahme der sich auf den Wasserstoff beziehenden in Tab. VI, für welche der Unterschied etwa 16000 beträgt.

Bringt man das Voltameter, worin die Zersetzung der Sulfate geschieht, nicht mehr außerhalb des die Säule enthaltenden Calorimeters an, sondern versetzt es in das Innere der siebenten Muffel, so bekommt man folgende Zahlen:

X. Elektrolyse d. schwefelsauren Kupfers . . = 26568
do. do. Wasserstoffs . = 34204

Zahlen, welche von denen der Tab. IX nicht abweichen, wohl aber sehr von denen der Tab. VIII, welche sich auch auf die Elektrolyse des schwefelsauren Kupfers und des schwefelsauren Wasserstoffs beziehen.

Wenn man, die Bedingungen des vorstehenden Versuchs verändernd, das Voltameter nicht mehr in das Calorimeter der Säule, sondern in ein zweites Calorimeter stellt, so erhält man Zahlen, welche den eben bezeichneten Unterschied zwischen den Resultaten der Versuche VI und denen der Versuche X erklären.

Hier die Zahlen:

Wärme entlehnt von der Säule und angegeben vom Calorimeter No. 1, welches Säule und Rheostat enthält.

Wärme, restituirt dem Calorimeter No. 2 (welches das Voltameter enthält) durch die Elemente der zersetzten Salze.

XI. Elektrolyse des schwefels. Kupfers	38530	12445
do. des schwefels. Wasserstoffs	54235 .	20335.

Bei diesen Versuchen XI wird die Wärme, welche sich im Voltameter entwickelt, von dem speciellen Calorimeter, welches dasselbe einschließt, angegeben, während sie bei den Versuchen X sich in das Calorimeter der Säule selbst ergießt und sich gezwungen der Wärmemenge hinzufügt, welche die in der Säule selbst zerstörte Arbeit ausdrückt.

Was ist die Ursache, daß dem Calorimeter No. 2 eine so beträchtliche, der Säule entlehnte Wärmemenge wieder erstattet wird, eine Wärme, die man nicht von dem physischen Widerstand des Voltameters herleiten kann, weil dieser Widerstand fast zu vernachlässigen ist, da in eine der

Muffeln des die Säule enthaltenden Calorimeters der Rheostat von hinlänglichem Widerstand eingeschaltet war?

Welcher Ursache hat man es zuzuschreiben, daß die thermischen Resultate bei den Versuchen VI, IX und X so verschieden werden, wenn man die Umstände, unter welchen man die Körper gleiches Namens vereint und trennt, variirt?

Dieses werde ich in einer ausführlicheren Abhandlung erörtern, von der ich weiterhin bloß die Schlussfolgerungen geben werde. Ich sage hier bloß, daß man die Ursache dieser Unterschiede in dem eigenthümlichen Zustand der ins Spiel gesetzten Körper (Sauerstoff, Wasserstoff etc.) suchen muß, die man bald im *Entstehungszustand*, bald im *gewöhnlichen Zustand* betrachtet.

Bei den Versuchen, bei welchen ich eine hinreichende Wärmemenge ins Spiel setze, um ein Aequivalent Zink in einem Voltameter zu zersetzen, gewährte ich bald, daß die Plattenpaare der Säule mehr oder weniger als Voltameter wirken, um einen Theil des von ihnen erzeugten schwefelsauren Zinks zersetzen zu können. Wirklich lagert sich auf das Platin eine Menge Zink ab, die zwar anfangs gering ist, aber in dem Maasse wächst als die Menge des schwefelsauren Zinks in der Flüssigkeit der Säule zunimmt, eine Menge, die immer ein aequivalentes Gewicht Wasserstoff ersetzt, dessen Bildung nicht von der Elektrolyse herrührt. Das solchergestalt in der Säule selbst abgesetzte Zink, von der es die zu seiner Ablagerung nöthige Wärme entlehnt, löst sich sogleich nach Maafsgabe seiner Erzeugung und restituiert auf der Stelle die entlehnte Wärme. Diese Wirkung ist in der That ganz local und kommt nicht dem Strom zu gut, dessen Schwächung durch die geringere Ablenkung der Bussolnadel und die Verzögerung der chemischen Action angegeben wird.

Wenn die Operationen ohne Erneuerung der Säure fortgesetzt werden, nimmt die Menge des schwefelsauren Zinks in der Lösung unaufhörlich zu und die erwähnte Elektrolyse geschieht bei immer mehr geschwächtem Strom. Es tritt sogar ein Zeitpunkt ein, wo das Zink in zu großer

Menge abgesetzt wird, als dafs es sich sogleich in der immer schwächer werdenden Schwefelsäure wieder auflösen könnte, und dann mufs man die Operation beenden.

Ist die Verbindung SO^3 (wasserfreie Schwefelsäure) sehr rein, so entwickelt sie mit einem grofsen Ueberschufs an Wasser 18639 Wärme-Einheiten (XII). Diefs experimentelle Datum und die folgenden Data sind zur Beurtheilung der Elektrolyse der Schwefelsäure nothwendig.

	Wassermenge ausgedrückt in Aequivalenten	Wärme- Einheiten
XIII. Lösung des wasserfreien schwefelsauren Zinks	162	9553
Lösung des wasserfreien schwefelsauren Kupfers	160	8465
Lösung des wasserfreien schwefelsauren Kadmiums	208	5432
Lösung des wasserfreien schwefelsauren Wasserstoffs	110	8821
XIV. Lösung des krystallischen schwefelsauren Zinks	144	— 2240
Lösung des krystallischen schwefelsauren Kupfers	125	— 1393
Lösung des krystallischen schwefelsauren Kadmiums	140	1493.

Ich habe gesucht mich darüber aufzuklären, welchen Einfluss die der Elektrolyse unterworfenen Flüssigkeiten auf die Wärmevertheilung in der Volta'schen Kette ausüben. Zu dem Ende studirte ich die Wirkung in Bezug auf 1) den Concentrationsgrad, 2) den Abstand der eingetauchten Platten, 3) die Gröfse der benähten Fläche, und 4) die Natur der Flüssigkeiten.

Um z. B. den Einfluss des Concentrationsgrades der Flüssigkeit zu studiren, operirte ich mit 100 Cubikcentm. Flüssigkeit, welche 101,55 Grm. Schwefelsäure (SO^4H) auf das Liter enthielt, welche mir als Vergleichungsglied diente, und mit gleichen Volumen dieser zuvor immer mehr ver-

dünnsten Flüssigkeit. Ich bin bis zur Verdünnung $\frac{1}{175}$ gegangen, wo die Flüssigkeit nicht mehr als 0,0793 Grm. Schwefelsäure, SO_4H , in den angewandten 100 Cubikcentm. enthielt. Ich traf die Vorsorge, daß ich den Versuchen mit der mehr oder weniger verdünnten Säure andere mit der als Vergleichspunkt dienenden Säure folgen oder vorangehen liefs.

Ich veränderte den Abstand, um auszumitteln, welchen Theil an der erzeugten Wärme die Orientierungsarbeit der Molecüle des Elektrolyten im Innern der die Platten benässenden Flüssigkeit habe.

Um den Einfluß der Natur der Flüssigkeit zu studiren, verfuhr ich folgendermaassen.

Ich verzögerte so viel wie möglich die chemische Action der Säule, indem ich in das Calorimeter, welches sie enthielt, einen Rheostat mit grossem Widerstand brachte, und versetzte in den äussern Theil der Kette die Voltameter mit Kupfer-, Kadmium- oder Zinkplatten. Ich liefs jedem dieser Versuche einen anderen, bei welchem das Voltameter fortgenommen war, entweder vorangehen oder folgen. Bei einer zweiten Versuchsreihe brachte ich die Voltameter in ein zweites Calorimeter; und bei einer dritten Reihe endlich liefs ich den Rheostat fort.

Als ich in dem Voltameter mit Platinplatten die Lösung der Schwefelsäure durch eine aequivalente Lösung von Salpetersäure ersetzte und abwechselnd mit der einen und der anderen Lösung operirte, fand ich, daß die Salpetersäure, um sich zu zersetzen, ungefähr 1062 Wärme-Einheiten weniger borgt als die Schwefelsäure, und daß folglich das Radical NO^6 bei seiner Verbindung mit Wasserstoff entwickelt: 46462 Einheiten (Bildungswärme der Schwefelsäure) — 1062 d. h. 45400 Wärme-Einheiten.

Sey es mir schliesslich erlaubt, folgende Betrachtungen hinzustellen:

Die in dieser Abhandlung niedergelegten Resultate schwächen in nichts die Schlüsse, welche ich geglaubt habe, aus

den Resultaten meiner früheren Versuche ziehen zu dürfen (*Compt. rend. T. LXIII, p. 369*)¹⁾.

Die chemischen Reactionen (Verbindungen oder Zersetzungen) sind verwickelte Vorgänge, d. h. die ins Spiel gesetzten Molecüle erleiden Modificationen, welche den Verbindungen vorangehen oder den Zersetzungen folgen. Diese Modificationen werden durch eine Absorption oder Entwicklung von Wärme angezeigt, welche ganz unabhängig ist von dem die chemische Verbindung oder Zersetzung begleitenden Wärmephänomene.

Diese Modificationen, welche die noch unzersetzten Molecüle der Körper selbst erleiden, und welche sich durch die Kraft verrathen, welche sie ins Spiel setzen, erklären die nothwendige Wirkung der Wärme, des Lichts und der Elektricität als bedingende Ursachen der Verbindung, z. B. bei Bildung von Wasser, Chlorwasserstoff usw.

Die Sauerstoffsäuren sind nur darin von den Wasserstoffsäuren verschieden, daß das Metalloïd in ihnen ein zusammengesetztes ist.

Die von mir studirten Wasserstoffsäuren, in welchen das Metalloïd ein zusammengesetztes ist, scheinen constituirt wie die Wasserstoffsäuren, deren einfaches Metalloïd zu der Familie gehört, welche Chlor, Brom und Jod begreift. Sie scheinen gebildet zu seyn aus zwei Volumen von jedem Bestandtheil ohne Verdichtung.

Ich werde die Bildungswärme dieser Säuren und einige ihrer Salze kennen lehren.

Die Bestandtheile befinden sich in diesen Verbindungen nicht so wie man sie im freien Zustande kennt, weil sie Wärme entwickeln, um aus dem *Entstehungszustand* in den *gewöhnlichen Zustand* überzugehen.

Was ich eben von dem Zustand der Bestandtheile der salzigen Verbindungen sagte, gilt auch von dem Zustand der Bestandtheile des Wassers und der Metalloxyde.

Das Wasser ist kein Elektrolyt, weil es *direct* nicht von dem stärksten Volta'schen Strom zersetzt wird, der *direct* viel stabilere chemische Verbindungen wie dasselbe zu zer-

1) S. 293 dieses Hefts.

setzen vermag. Es ist also nicht der entstehende Wasserstoff, welcher das Metall der Salze, die das Wasser im Voltameter gelöst enthält, in Freiheit setzt.

Angenommen, das Wasser könnte durch den Volta'schen Strom zersetzt werden, so wäre das secundäre Phänomen der Reduction der Salze unannehmbar z. B. für das schwefelsaure Zinkoxyd. In der That kann im Voltameter der entstehende Wasserstoff nicht das Zink im schwefelsauren Zinkoxyd ersetzen, wenn in der Säule das umgekehrte Phänomen der Ersetzung des Wasserstoffs des schwefelsauren Wasserstoffs durch Zink den Strom erzeugt.

Nimmt man ebenso an, daß, dem Faraday'schen Gesetze zuwider, die Volta'sche Bewegung die doppelte Elektrolyse des Wassers in seine Bestandtheile und die des von ihm gelösten Salzes in seine Bestandtheile (Säure und Metalloxyd) bewirken könnte, so würde die Reduction des Metalloxyds durch den entstehenden Wasserstoff (streng genommen für das Kupferoxyd begreiflich) unzulässig seyn für das Zinkoxyd und um so mehr für das Kaliumoxyd.

Das Wasser ist also das sehr bewegliche Medium, in welchem der Elektrolyt sich frei bewegen und gemäß der Erklärung, die Grotthus von der Ueberführung zu den beiden Polen gegeben hat, sich orientiren kann. Dieses Wasser kann nur in dem Fall von der Säule (*indirecterweise*) zersetzt werden, wo die Spannung dieser so stark wird, daß der Strom den Raum zwischen den Elektroden zu durchdringen und die Temperatur des Wassers hinreichend zu erhöhen vermag, um die Bedingungen des Grove'schen Experiments hinsichtlich seiner Zersetzung durch glühendes Platin zu erfüllen.

Es scheint, daß die in der Säule stattfindende chemische Action, welche die molecularen Bestandtheile der salinischen Verbindungen ins Spiel setzt, in der Kette eine sehr einfache Bewegung hervorruft, welche sich nur auf die molecularen Bestandtheile der Verbindungen gleicher Ordnung verpflanzen kann. So kann die chemische Zersetzung dieser Verbindungen eintreten, wenn man die Zahl der Plat-

tenpaare so vermehrt, daß die Volta'sche Bewegung eine hinreichende Amplitude erreicht, um die molecularen Bestandtheile aus ihrem Wirkungskreis zu versetzen.

Die Salpetersäure z. B., die nicht *direct* von der Volta'schen Kette desoxydirt werden kann (obgleich sie dazu keine große Wärmemenge von derselben zu entlehnen brauchte), zersetzt sich *direct* mit Entlehnung einer viel beträchtlicheren Wärmemenge, aber als Salzverbindung d. h. unter Abscheidung des Metalloïds, NO^6 , und des Metalls H.

Ich habe gezeigt, daß ein Druck von ungefähr 85 Atmosphären die zersetzende Wirkung des Stroms nicht aufhebt ¹⁾.

Die Ablenkung der Bussolnadel, sowie die Dauer der Operationen, kann wohl die Größe der chemischen Action, die in gleichen Zeiten in jedem Plattenpaar stattfindet, kennen lehren; allein es ist nur das Calorimeter, welches die in der Säule entwickelte Wärmemenge nachweist, eine Wärmemenge, welche in derselben Zeit und bei derselben Ablenkung der Nadel mit der Anzahl der Plattenpaare wächst. Die Anwendung mehrerer Calorimeter in der Säule und den verschiedenen Theilen des Schließungsbogens erlaubt die von der Säule entwickelte bewegende Arbeit in der Volta'schen Kette zu messen.

Will man daher annehmen, daß die Bussole die *Anzahl der elektrodynamischen Vibrationen* mißt, so wird man zu der Annahme geführt, daß das Calorimeter die *Amplitude* und die *Geschwindigkeit dieser Vibrationen* messe.

Die zusammengesetzten metalloïdischen Radikale zersetzen entweder das Wasser im umgekehrten Sinn wie die alkalischen Metalle, um sich mit dessen Wasserstoff zu verbinden und somit die zersetzte Säure wieder herzustellen, oder auch zersetzen sich in Sauerstoff, der entweicht und in einen Körper (wie SO^2 für das Radikal SO^1), welcher sich mit dem Wasser verbindet, um gleichfalls die zersetzte Säure wieder herzustellen.

1) *Recherches sur l'influence de la pression sur quelques phénomènes physiques et chimiques* (Compt. rend. T. LI, p. 827 et 1027.)

Kennt man die Bildungswärme der verdünnten Schwefelsäure, indem man vom Schwefel ¹⁾, von der Verbindung SO^2 oder vom zusammengesetzten metalloidschen Radical SO^1 ausgeht, so ist es leicht die Bildungswärme dieser beiden letzten Verbindungen zu berechnen.

Bei einer in das Calorimeter gebrachten Smee'schen Kette bleibt ein bedeutender Theil der durch die chemische Action entwickelten Wärme gezwungen in dem Calorimeter eingeschlossen und kann nicht in dem Schließungsbogen zur Ausübung einer nützlichen Arbeit verbraucht werden. Diese, durch ungefähr 6000 Wärme-Einheiten ausgedrückte Wärmemenge, welche in der Säule verschlossen bleibt, wird erzeugt durch den Uebergang des Wasserstoffs aus dem *Entstehungszustand* in den *gewöhnlichen Zustand*.

Dieselbe Bemerkung gilt für die aus Smee'schen Elementen gebildete Säule; nur dafs man zu dieser ersten Wärmemenge, welche gewaltsam für die nützliche Arbeit verloren geht, noch eine zweite hinzufügen mufs, die sich zufällig verliert in den Elementen selbst, wo sie erzeugt wird und wo sie zur partiellen Elektrolyse des darin entstandenen schwefelsauren Zinks angewandt wird.

Die in der Säule selbst verbleibende Wärmemenge, welche durch ungefähr 6000 Einheiten repräsentirt wird, würde ohne Zweifel noch gröfser seyn, wenn nicht der entstehende und zu gewöhnlichem gewordene Wasserstoff in den gasförmigen Zustand überginge.

Diese Wärmemenge, welche sich durchaus nicht aus der Säule fortschaffen läfst, kann nicht der Lösung des direct in der Säule gebildeten wasserfreien schwefelsauren Zinkoxyds in Wasser zugeschrieben werden, denn, wenn dem so wäre, würde die eingeschlossen bleibende Wärmemenge durch 9553 statt 6000 Einheiten repräsentirt seyn. Will man überdiets annehmen, dafs die Hydratation des schwefelsauren Zinkoxyds und seine vollständige Lösung

1) *Recherches thermochimiques sur les combinaisons en proportions multiples* (Thèse 1853, et Journ. de Pharmacie et Chimie, Sér. III, T. XXIV (1853) p. 241, 311 et 412.)

ein Phänomen für sich ausmache, ganz unabhängig von den Phänomenen, welche direct in der Volta'schen Kette entstehen, so muß man auch annehmen, daß das umgekehrte Phänomen der Dehydratation des schwefelsauren Wasserstoffs (XIII), welches 8821 Wärme-Einheiten absorbiren würde, mit derselben Unabhängigkeit geschehe, woraus folgen würde, daß die in der Säule zurückbleibende Wärmemenge nicht mehr etwa 6000 Einheiten betragen würde, sondern $9553 - 8821 = 732$.

Was die Wärmemenge betrifft, welche man für die Arbeit der Orientirung der Molecüle des Elektrolyten reklamiren könnte, so ist sie so gering, daß man sie vernachlässigen kann.

Die Concentration der Flüssigkeiten, die Natur derselben und der gegenseitige Abstand der in sie eingetauchten Metallplatten üben keinen beträchtlichen Einfluß auf die Wärmevertheilung in der Kette aus und ändern daher auch nicht den Widerstand derselben sehr bedeutend ab. Die GröÙe der eingetauchten Platten scheint einen merklicheren Einfluß zu haben.

Obgleich ich nicht im Stande bin, heute alle Resultate meiner Versuche anzugeben, so glaube ich doch schließlicly folgen zu dürfen:

Die in den Volta'schen Elementen stattfindenden Phänomene und die im Schließungsbogen (circuit interpolaire) erzeugten Wirkungen lassen sich durch Berechnung der zerstörten lebendigen Kräfte und durch die entwickelte Bewegungsarbeit vollständig erklären.

VIII. *Ueber die Spectren der Blitze;* *von August Kundt.*

Die Spectraluntersuchung des elektrischen Funkens einer Elektrisirmaschine oder eines Inductionsapparates hat ergeben, daß das Spectrum desselben aus einer Anzahl heller Linien besteht, die zum Theil herrühren von den glühenden Theilchen des Gases durch das der Funke schlägt, zum Theil von losgerissenen und ins Glühen gerathenen Partikelchen der Elektroden. Indem man entweder das umgebende gasförmige Medium oder die Materie der Elektroden ändert, kann leicht untersucht werden, welche Linien dem Gase, welche dem Material der Elektroden angehören. Ueberdies unterscheiden sich die beiden Systeme von Linien meist schon dadurch, daß während die Gaslinien auf der ganzen Bahn des Funkens gleichmäfsig sichtbar sind, die Metalllinien nur in der Nähe der Elektroden auftreten.

Es stand zu erwarten, daß das Spectrum des Blitzes, als einer elektrischen Entladung, ebenfalls ein Spectrum, bestehend aus hellen Linien, zeigen werde, und zwar die Linien die der atmosphärischen Luft, insbesondere dem Stickstoff derselben, der sehr hell auftretende Linien liefert, zugehören.

Als ich im Juli 1867 bei einem über Berlin sich entladenden Gewitter ein Taschenspectroskop von Hoffmann auf diejenige Gegend des Himmels richtete, in der die meisten Blitze auftraten, beobachtete ich denn in der That bei einigen Blitzen ein Spectrum wie ich es erwartet hatte, bestehend aus einer Anzahl scharf markirter Linien; einige andere Blitze lieferten mir aber ein Spectrum von wesentlich anderem Ansehen.

Es wurde mir erst in den letzten Wochen wieder günstige Gelegenheit zum Beobachten, und das was ich früher gesehen, hat sich mir jetzt bei über 50 Blitzen, von denen ich Spectren erblickte, entschieden bestätigt. Die Beobach-

tungen geschahen einfach auf folgende Weise. Von einem kleinen Hoffmann'schen Taschenspektroskop (*à vision directe*) wurde das Fernrohr abgenommen, so dafs nur Spalt, Linse und die 5 Prismen vorhanden waren. Ein Auge, welches gut auf parallele Strahlen accomodiren kann, sieht alsdann das Spectrum nicht vergrößert, aber sehr hell und so scharf, dafs man eine grofse Zahl Fraunhofer'sche Linien in demselben erkennen kann. Beobachtet man mit dem vollständigen Apparat, also durch das Fernrohr, so ist die Intensität des Spectrums wesentlich geringer.

Die Prismen mit dem Spalt wurden nun auf diejenige Gegend des Himmels gerichtet, in der die meisten Blitze auftraten. Die Wahrscheinlichkeit, dafs, wenn ein Zickzackblitz erscheint, dieser gerade in die Richtung von Spalt und Auge falle, ist natürlich ganz ausserordentlich gering, und man sieht daher nicht das Spectrum eines Zickzackblitzes selbst, sondern des von demselben ausgesandten Lichtes, das von allen umgebenden Gegenständen, insbesondere von den Wolken reflectirt ist. Die Spectra waren nichtsdestoweniger zuweilen sehr hell und leuchtend.

Erstreckt sich der Blitz, ohne einen Funken zu zeigen, flächenhaft über einen gröfseren Theil des Himmels¹⁾, so kann der Fall, dafs man wirklich das Spectrum des Blitzes und nicht blofs das von andern Gegenständen reflectirten Lichtes sehe, schon leichter eintreten.

Ich habe bisher bei drei Gewittern beobachtet, das erste Mal, wie schon erwähnt, im Juli 1867 in Berlin, und zwar etwa 10 Blitze. Das Gewitter entlud sich ungefähr Morgens 9 Uhr, und wenn auch der Himmel sehr trübe war, so war im Spectroskop doch das Spectrum des Tageslichtes ziemlich deutlich, und auf diesem zeigte sich alsdann das Spectrum des Blitzes. Das zweite Mal habe ich am 23. Juli 1868 in Zürich Abends zwischen $8\frac{1}{2}$ und $9\frac{1}{2}$ Uhr etwa 25 Blitze beobachtet, und am 10. August etwa um dieselbe Abendstunde ungefähr 30 Blitze. Es war bei diesen Gewittern besonders gegen das Ende derselben schon so dun-

1) Arago's Werke. Deutsch von Hankel. Bd. IV, S. 30.

kel, dafs das Spectrum des Tageslichtes durchaus nicht mehr sichtbar war.

Unter den beobachteten Blitzen gab nun eine Anzahl ein Spectrum, bestehend aus scharf markirten hellen Linien, ähnlich wie der elektrische Funke. Unter den Linien treten besonders hervor: eine, zuweilen zwei Linien im äufseren Roth, einige sehr helle Linien im Grün, und einige etwas weniger helle im Blau. Neben diesen sehr hellen zeigte sich dann noch eine gröfsere Anzahl schwächerer, aber meist ebenfalls scharf begränzter Linien.

Bei genauer Aufmerksamkeit und indem ich die hellsten Linien schnell auf Papier verzeichnete, erkannte ich, dafs nicht in allen auftretenden Linienspectren genau dieselben besonders hellen Linien gesehen wurden. Linien, die bei einem Blitz besonders hell aufleuchteten, wurden bei einem andern nicht gesehen, während dafür andere sich zeigten, die bei manchem der vorher erblickten Spectren fehlten.

Bei weitem die größte Anzahl von Blitzen gab aber ein Spectrum von ganz anderem Charakter. Statt einzelner heller Linien zeigten sich eine große Anzahl schwächerer, etwas breiterer und ziemlich gleichmäfsig nahe an einander liegender Banden.

Ebenso wie die Linienspectren nicht bei allen Blitzen übereinstimmten, schienen mir die Spectren der gleichmäfsigen Banden nicht durchaus bei allen Blitzen gleich zu seyn, und als ich meine Beobachtung besonders auf diesen Punkt richtete, sah ich, dafs im Allgemeinen zwei Arten der Bandenspectren auftreten; bei der einen zeigt sich besonders im Blau und Violett eine Reihe von Linien oder Banden, bei der andern Art waren dieselben auch noch im Grün deutlich sichtbar und selbst vereinzelt im Roth.

Jedenfalls haben meine Beobachtungen mit voller Bestimmtheit ergeben, dafs die Spectren der Blitze in zwei Gruppen zerfallen, entweder sind es Spectren, gebildet von einzelnen hellen Linien, oder Spectren, bestehend aus einer gröfseren Zahl ziemlich gleichmäfsig heller und regelmäfsig liegender Banden.

Ich habe sogar einige Male Gelegenheit gehabt, die verschiedenen Spectren bei einem und demselben Blitz zu sehen. Bei einem der Blitze am 23. Juli in Zürich, der sehr hell und von einem starken Donner fast momentan begleitet war, — ein Theil dieser Entladung ist wahrscheinlich in die zur hiesigen Sternwarte führende Telegraphenleitung eingeschlagen —, zeigte sich im ersten Moment das Linienspectrum in einem Glanz und einer Schärfe, wie ich es kaum sonst gesehen, und dann plötzlich das Spectrum bestehend aus den gleichmäßigen Banden. In dem ersten Spectrum traten besonders zwei Linien im Grün hervor, verschwanden schnell und nun traten neben und zwischen ihren früheren Stellen eine gröfsere Zahl schwächerer grüner Banden auf. Auftreten der Spectren und ihr Wechsel währte nur einen ganz kurzen Moment.

Dieselbe Erscheinung habe ich am 10. August noch bei zwei Blitzen gesehen.

Bei dem Gewitter am 10. August habe ich schliesslich versucht zu zählen, wie das Verhältnifs der Zahl der Blitze mit Linienspectren zu denjenigen mit Bandenspectren sey. Ich habe auf 6 Linienspectren 11 Bandenspectren gezählt.

Endlich habe ich mich bemüht festzustellen, ob die Blitze, die sich durch ihr Spectrum unterschieden, noch auf irgend eine andere Weise durch ihr Aussehen oder dergl. von einander abwichen. Aus der Gesamtheit der Beobachtungen, die ich zum Theil mit Hülfe einer zweiten Person anstellte, hat sich ergeben, dafs jedesmal, wenn ein Funkenblitz — ein sogenannter Zickzackblitz — gesehen wurde, das Spectrum ein Linienspectrum war; wenn dagegen nur ein Aufleuchten ohne bestimmte Funkenbahn sich zeigte, so trat das Spectrum der gleichmäßigen Banden auf.

Die erste Klasse von Blitzen war gewöhnlich von einem lauten kurzen Donner begleitet, während dieser bei der zweiten Klasse nicht so laut und gleichmäßiger rollend gehört wurde. Bekanntlich theilt Arago in seine Untersu-

chungen über das Gewitter ¹⁾ die Blitze in drei Klassen, erstens Blitze in Zickzackform, zweitens Blitze die ohne Funken sich über einen größeren Flächenraum erstrecken, von Riefs ²⁾ Flächenblitze genannt, endlich drittens Kugelblitze, die sich ziemlich langsam bewegen.

Blitze dieser dritten Klasse habe ich bisher nicht gesehen. Nach dem oben Ausgesprochenen zeigen die Blitze erster Klasse der Arago'schen Eintheilung meist ein Linienspectrum, diejenigen zweiter Klasse meist ein Bandenspectrum.

Die beiden Klassen von Blitzen zeigen bekanntlich auch schon dem bloßen Auge eine deutlich verschiedene Färbung. Während das Licht der Zickzackblitze stets mehr oder weniger weiß ist, ist das Licht der Flächenblitze meist roth, zuweilen violett oder bläulich.

Ganz ähnliche Verschiedenheiten hinsichtlich der Farbe und des Spectrums wie sie die elektrischen Entladungsercheinungen der Atmosphäre zeigen, zeigen aber auch diejenigen, die wir an unsern Elektrisirmaschinen hervorbringen können.

Die Neutralisation eines elektrischen Körpers kann auf dreifache Weise geschehen, durch Funken-, Glimm- oder Büschel-Entladung.

Während der Funke in der Luft je nach der Materie der Körper zwischen denen er überspringt, mehr oder weniger weiß ist, ist die Farbe des Büschels roth oder violett, die der Glimmentladung violett oder bläulich. Ein Funke zeigt immer, wie schon oben bemerkt, ein Spectrum, bestehend aus hellen Linien; das Licht der Büschel- und Glimmentladung hat Dove ³⁾ durch Beobachtung mittelst farbiger Gläser genauer zu bestimmen gesucht, in neuester Zeit hat Hr. Schimkow ⁴⁾ das Spectrum dieser beiden Entladungs-

1) Arago's Werke. Deutsch von Hankel Bd. IV, S. 25 ff. *Annuaire* 1838, p. 249

2) Lehre von der Reibungselektricität Bd. II, S. 533.

3) Pogg. Ann. Bd. CI.

4) Berichte der Berliner Akademie 1866, S. 375. Pogg. Ann. CXXIX, S. 508.

arten genau untersucht. Hr. Schimkow findet, daß das Licht der Büschel- und Glimmentladung lediglich von glühendem Stickstoff herrührt und das Spectrum desselben mit demjenigen übereinstimmt, welches Plücker und Hittorf¹⁾ in ihren Untersuchungen über das Licht der Geißler'schen Röhren als zweites Spectrum der ersten Ordnung des Stickstoffs bezeichnen. Diefes Spectrum (*spectrum of the channelled spaces*) besteht aus gleichmäßigen Banden, besonders im Blau und Violet.

Genau das gleiche Ansehen, wie dieses Spectrum (ich habe dasselbe, als Hr. Schimkow seine Untersuchungen anstellte, öfter gesehen) zeigt ein Theil der Spectren, welche oben als Bandenspectren bezeichnet sind.

Ein anderer Theil der Spectren war mehr dem ähnlich, welches Plücker und Hittorf als erstes Spectrum erster Ordnung des Stickstoffs bezeichnen (*spectrum of the shaded bands*). Es waren in diesen Spectren auch Banden im Roth und im Grün deutlich sichtbar.

Wenngleich dieses Spectrum von Hrn. Schimkow bei der Büschelentladung nicht erhalten wurde, so kann nicht bezweifelt werden, daß bei großer Intensität und unter geeigneten Bedingungen (Hr. Schimkow benutzte nur eine der kleinsten Holtz'schen Maschinen) und besonders bei der Leichtigkeit mit der die beiden Spectren in einander übergehen und mit einander auftreten, die Büschelentladung auch das erste Spectrum erster Ordnung des Stickstoffs, bei dem auch Banden in dem weniger brechbaren Theil des Spectrums auftreten, zeigen kann.

Die Verschiedenheit, welche die Spectren der Blitze zeigen, wird demnach am einfachsten dadurch erklärt werden, daß die beiden ersten Klassen der Arago'schen Eintheilung der Blitze durch verschiedene Entladungsweisen der Elektrizität gebildet werden, indem die sogenannten Flächenblitze, die keine bestimmte Funkenbahn zeigen, durch Büschel- oder Glimmentladung hervorgebracht sind.

1) *Philosophical Transactions* 1865.

Dieses Resultat, daß, so viel mir bewußt, nirgends mit Bestimmtheit ausgesprochen ist¹⁾, ist wie mir scheint, für einige Fragen in Betreff der Gewittererscheinungen, nicht ohne Bedeutung.

Zunächst leuchtet ein, daß bei Gebilden, wie die Wolken, die besonders bei Gewittern eine wenig abgerundete Form zeigen, und die jedenfalls nur zu den Halbleitern zu rechnen sind, Büschelentladung viel leichter eintreten muß als Funkenbildung, es kann daher nicht befremden, daß die Zahl der Flächenblitze im Ganzen eine so viel größere ist, als die der Zickzackblitze, wenn auch die Angabe von Arago, daß bei einem gewöhnlichen Gewitter auf 1000 Flächenblitze nur ein einziger Zickzackblitz komme, etwas zu hoch gegriffen scheint. Wenn ein Gewitter sehr hoch in der Atmosphäre steht, so werden die Bedingungen für die Büschelentladung dadurch noch günstiger seyn, daß die Dichtigkeit der Luft hier schon so verringert seyn kann, daß ein Funke überhaupt nur noch schwer gebildet wird, denn bekanntlich bildet sich ein Büschel um so leichter, je geringer die Dichte des umgebenden Mediums ist und bei einer gewissen Luftverdünnung wird ein Funke überhaupt nicht mehr erhalten. Wenn aber ein Körper seine Elektrizität in Büschelform verliert, so ist es jedesmal eine Reihe schnell hintereinander folgender Entladungen, die den Büschel bildet.

Dove²⁾ hat wirklich mittelst eines rotirenden Farbenkreises nachgewiesen, daß die Flächenblitze, die zuweilen eine ziemlich lange Zeit leuchten, discontinuirlich sind und aus einzelnen Entladungen bestehen.

Endlich scheint der Umstand, daß die Blitze verschiedenen elektrischen Entladungsformen, ins Besondere der Büschelentladung zugehören für das Auftreten des Donners

1) Rieffs spricht nur beim sogenannten Wetterleuchten von einer nicht durch Funken erfolgenden Ausgleichung der Elektrizität. Reibungselektricität Bd. II, S. 532.

2) Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 379.

Poggendorff's Annual. Bd. CXXXV.

von Bedeutung zu seyn. Wenn ein Körper seine Electricität durch einen Funken neutralisirt, so hört man stets nur einen einfachen scharfen Knall, die Büschelentladung ist begleitet von einem zischenden Geräusch und zwar ist dießes Geräusch nicht bloß vernehmbar, wenn ein Büschel continuirlich zwischen zwei Körpern übergeht, sondern auch wenn derselbe nur ganz kurze Zeit dauert, indem man z. B. schnell einem geladenen Conductor die Hand nähert. Je größer der Büschel, um so tiefer ist bei sonst gleichen Umständen im Allgemeinen das Geräusch. Die Glimmerentladung geschieht fast ganz geräuschlos.

Es ist oft darüber gestritten, ob es Blitze ohne Donner gäbe, oder ob wenn kein Donner vernommen wird lediglich der Schall durch eine allzugroße Entfernung unhörbar werde. Die Thatsache, daß auch nähere Blitze zuweilen keinen Donner erzeugen, steht indess durch mehrfache Beobachtungen durchaus fest. Es scheint mir nicht ungerechtfertigt, anzunehmen, daß solche Blitze, gewöhnlich Wetterleuchten genannt, entweder eine plötzliche Glimmerentladung oder eine einzelne schwächere Büschelentladung sind. Schon Riefs spricht sich ähnlich aus ¹⁾).

Wenig befriedigende Ansichten sind ferner bisher über die Entstehung des Rollens des Donners aufgestellt. Die Ansicht, daß der Donner dadurch bedingt ist, daß auf der ganzen Bahn des Blitzes ein Geräusch entstehe und dießes dort am stärksten sey, wo der Blitz eine Biegung zeigt, widerlegt sich schon dadurch, daß der rollende Donner gerade bei den Flächenblitzen sehr hervortretend ist, bei denen doch gar keine Zickzacklinien erscheinen. Daß das Echo, d. h. die Reflexion von den Wolken beim Donner, eine Rolle spielt, kann nicht bezweifelt werden, indess kann das Echo nicht die einzige Ursache vom Rollen des Donners seyn, da sonst Blitze, die kurz hintereinander an derselben Stelle sich zeigen, einen ähnlichen Donner geben müßten, was durch die Erfahrung nicht bestätigt wird. Die

1) Reibungselectricität Bd. II, S. 532.

Ansicht von Kämtz ¹⁾ endlich, dafs durch die Interferenz des Schalles die veränderliche Stärke des Donners bedingt sey, bedürfte jedenfalls einer genaueren Entwicklung, um für annehmbar zu gelten. Aus den in der vorliegenden Mittheilung gelieferten Beobachtungen ergibt sich mit Leichtigkeit, wie ich glaube, eine Ursache für das Rollen des Donners, die wenn sie auch nicht die einzig wirkende ist, doch jedenfalls unter allen eine hervorragende Stelle einnehmen mufs. Es ist oben nachgewiesen, dafs die häufigsten, d. h. die sogenannten Flächenblitze durch Büschelentladung gebildet werden; fast jede momentane Büschelentladung besteht schon an und für sich aus mehreren Einzelentladungen, wenn aber die Elektrizität eines Körpers von solcher Form wie die einer Wolke sich durch eine Entladung neutralisirt, so geht im selben Augenblick oder wenigstens in auferordentlich kurzen Intervallen nicht nur von einem einzelnen Punkt ein Büschel aus, sondern von einer ganzen Anzahl Punkten, besonders solchen, die als Spitzen hervorragen.

Nähert man z. B. die Hand schnell einem geladenen Conductor oder dem gröfseren Knopf einer Leydenerflasche oder besser einer Elektrode einer Holtz'schen Maschine, so springen meist von einer gröfseren Anzahl von Punkten Büschel an die Hand über. Wenn nun bei einem Blitz auf vielen, unter Umständen weit auseinanderliegenden Punkten zweier Wolken Büschel übergehen, so wird freilich das Auge die Gesammtheit derselben als einen einzelnen Blitz sehen, das Geräusch eines jeden Büschels wird das Ohr aber um so später erreichen, um so weiter die Entladungsstelle von dem Beobachter entfernt ist. Da diese Stellen bei jedem Blitz ganz beliebig vertheilt seyn werden und auferdem noch an jeder einzelnen Stelle die Entladung discontinuirlich seyn kann, so wird daraus ein ganz unregelmäfsig rollendes Geräusch entstehen müssen. Dafs die Reflexion

1) Meteorologie Bd. II, S. 435.

der Wolken dieß Geräusch noch verstärken und verlängern kann, scheint mir durchaus wahrscheinlich.

Hiernach wäre nur der Donner der Flächenblitze erklärt und es könnte demgemäfs bei einem Zickzackblitz als einer einzigen Entladung nur ein einziger Knall gehört werden. In der That läfst der Donner, der den Funkenblitzen folgt, gewöhnlich einen besonders lauten Krach hören, dem ein schwächerer Donner folgt und es giebt sogar Fälle, wo ein Funkenblitz nur einen einzigen Knall hören liefs ¹⁾. Höchst selten wird aber der Fall vorkommen, dafs sich die Electricität der Wolken oder der Wolken und der Erde durch einen einzigen Funken ausgleicht, es werden vor und nach demselben noch Büschelentladungen statthaben.

Sehr deutliche Beweise geben dafür die Fälle, die oben angeführt sind, wo bei einem und demselben Blitz die beiden Arten von Spectren nach einander gesehen wurden.

Aufser dem Knall des einzelnen Funkens wird daher auch bei den Zickzackblitzen meist der rollende Donner der Büschelentladung auftreten. Ausgeschlossen bleibt auch hier wieder nicht, dafs das Echo die Erscheinung verstärkt und verlängert.

Zum Schlufs mufs ich noch einmal auf die Bemerkung zurückkommen, die im Anfang gemacht wurde, dafs die Spectren der hellen Linien nicht bei allen Blitzen dieselben zu seyn schienen.

Das Linienspectrum der Funkenblitze wird zunächst gebildet seyn durch die glühenden Partikelchen der Gase durch die der Funke schlägt. Diese Gase sind neben der reinen atmosphärischen Luft, Wasserdampf und vielleicht Spuren von Kohlensäure. Je nachdem eins oder das andere dieser Gase, oder seine Bestandtheile bei einem Blitz mehr oder weniger ins Glühen gerathen, könnte wohl das Aussehen des Spectrums modificirt seyn. Es könnten aber auch die Substanzen der Elektroden, zwischen denen der Blitz überschlägt, also zwei Wolken oder Wolken und Erde das

1) Riefs Reibungselektricität Bd. II, S. 534.

Spectrum des Blitzes beeinflussen, ebenso wie das Spectrum des elektrischen Funkens abhängt von der Natur der Elektroden. Die Wolken würden, wenn sie nicht fremde Substanzen in ganz kleinen Mengen suspendirt halten, stets den gleichen Effect haben, da ihre Zersetzung nur Wasserstoff und Sauerstoff liefern kann. Die Erde würde aber je nach der Stelle, auf der der Blitz einschlägt, sehr verschieden wirken.

Schon Fusinieri¹⁾ hat behauptet, daß der Blitz wie der elektrische Funke der zwischen zwei Metallkugeln überspringt, Theilchen von den Substanzen, zwischen denen er sich entladet, glühend mit sich fortführe, und diese an manchen Stellen seiner Bahn wieder absetze. Die Erscheinungen am elektrischen Funken zeigen nun freilich, daß diese Metalltheilchen sich nur in der Nähe der Electroden finden, da nur hier im Spectrum die Metalllinien deutlich erkannt werden, indessen würde dieß nicht von Belang seyn, da ja nicht das Spectrum des Blitzes selbst beobachtet wird, sondern nur das des zerstreuten Blitzlichtes und in diesem Licht die Linien der etwaigen glühenden Metalltheilchen enthalten seyn müßten. Nichtsdestoweniger möchte ich bis jetzt nicht mit Bestimmtheit behaupten, daß die Verschiedenheit der Spectren der Zickzackblitze bedingt sey durch die Substanzen, gewissermaßen die Elektroden zwischen denen er überspringt. Die Beobachtungen in dieser Richtung sind bisher noch zu wenig zahlreich.

Es könnte auch vielleicht die Absorption der Atmosphäre die Spectren unter verschiedenen Umständen verschieden afficiren, und endlich ist es bekannt, und habe ich mich überzeugt, daß je nach der Quantität der Electricität die in einem Flaschenfunken zwischen zwei Kugeln übergeht, das Spectrum *desselben* Gases ein verändertes Aussehen gewinnen kann; unter gewissen Bedingungen treten einzelne Linien als die leuchtendsten hervor, die unter andern von anderen Linien an Intensität übertroffen werden. Sogar die Empfin-

1) Arago's Werke Bd. IV, S. 329 und Bd. IX, S. 25.

derung der Farbennuance kann sich bei denselben Linien ändern. So viel ich weifs, ist auf ähnliche Erscheinungen zuerst von Angström¹⁾ aufmerksam gemacht. Ich werde, um die noch offenen Fragen ihrer Erledigung näher zu bringen, die Blitzbeobachtungen fortsetzen, so oft sich Gelegenheit bietet.

Zürich d. 15. September 1868.

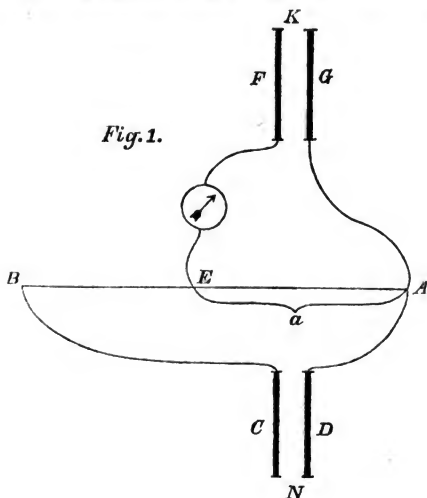
**IX. Bestimmung der elektromotorischen Kraft, der Polarisation und des Widerstandes geschlossener galvanischer Ketten mit Hülfe der Wheatstone'schen Brücke;
von A. Paalzow.**

Die Wheatstone'sche Brücke bietet die Vorzüge grosser Genauigkeit und, einmal aufgestellt, grosser Bequemlichkeit bei der Bestimmung galvanischer Widerstände und der elektromotorischen Kräfte offener Ketten. Ich stellte mir zunächst die Aufgabe, diese Vortheile auch bei der Bestimmung der Widerstände geschlossener Ketten zu benutzen. Die Lösung dieser Aufgabe führte zugleich zu einer Methode, auch die elektromotorische Kraft der geschlossenen Kette zu bestimmen. Dadurch ist es aber möglich, und das scheint mir von Wichtigkeit zu seyn, die Existenz und die Grösse der Polarisation der Ketten festzustellen. Es genügen, wie ich zeigen werde, drei Versuche an der Wheatstone'schen Brücke, um die elektromotorische Kraft der offenen Kette, der geschlossenen (damit also die Grösse der Polarisation), und den Widerstand zu erhalten. Das Verfahren ist folgendes:

Man bestimme zuerst nach du Bois-Reymond (Abh. d. Berl. Akad. 1862, 707) die elektromotorische Kraft der

1) *Compt. rend.* t. LXIII, p. 64.

offenen Kette. Fig. 1 zeigt die dazu nöthige Anordnung der Brücke. Die Galvanometernadel steht auf Null, wenn die



elektromotorische Kraft der zu messenden Kette (K) bei F und G gleich ist dem Gefälle (a), welches durch den Endpunkt des Brückendrahtes E auf dem Mefsdrahte AB von der elektromotorischen Kraft der Normalkette (N) abgezweigt wird.

Ist also a zugleich die Zahl der Skalentheile des Mefsdrahtes und W der Widerstand des ganzen geschlossenen Umkreises $ABCD$ (Einheit des Widerstandes: ein Skalenthail des Mefsdrahtes), dann ist das von N auf a kommende Gefälle (g)

$$(1) \quad g = a \frac{N}{W},$$

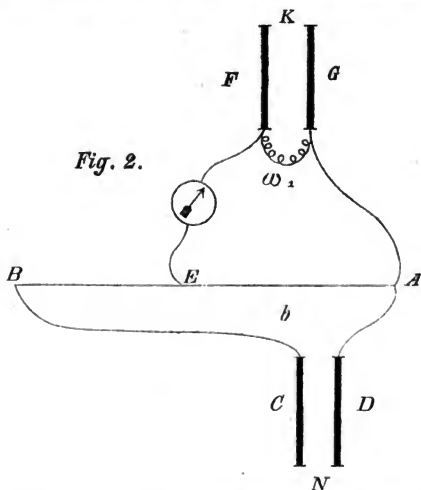
folglich ist auch die elektromotorische Kraft der offenen Kette (K)

$$K = a \frac{N}{W}.$$

Ich nenne in diesem Zustande die Kette (K) offen, weil,

wenn die Galvanometernadel auf Null zeigt, durch den geschlossenen Kreis $A E F G$ kein Strom geht, die Kette also als ungeschlossen angesehen werden muß.

Man schalte nun in die Kette (K) an den Stellen F und G einen bekannten metallischen Widerstand (ω_1) ein (siehe Fig. 2) und bringe die Nadel des Galvanometers wieder

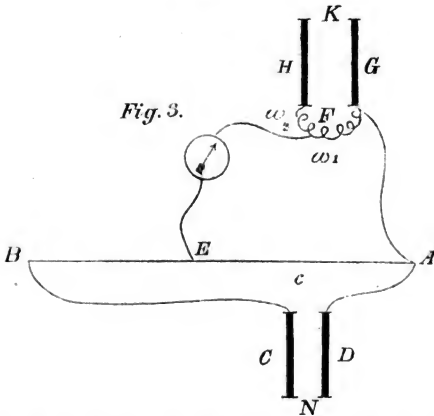


auf Null: der Endpunkt des Brückendrahtes E mag dann auf b Einheiten eintreten.

Nun schalte man drittens (siehe Fig. 3) in den Kreis der geschlossenen Kette (K'), aber außerhalb der Abzweigungspunkte F und G , etwa zwischen F und H , einen zweiten bekannten Widerstand (ω_2) ein und bringe wieder die Galvanometernadel auf Null: der Punkt E möge dann auf c Einheiten eintreten.

Es läßt sich nun der Widerstand (x) und die elektromotorische Kraft K' der geschlossenen Kette nach folgender Ueberlegung leicht berechnen:

Beim zweiten Versuche wird von der ganzen elektromotorischen Kraft der Kette K nur ein Theil bei den Stellen



F und G abgezweigt, und dieser wird, wenn die Galvanometernadel auf Null steht, gleich seyn dem Gefälle, welches der Endpunkt des Brückendrahtes E von dem Messdrahte abzweigt, das abgezweigte Gefälle (g_1) von K' ist aber nach dem Ohm'schen Gesetze

$$g' = K' \frac{\omega_1}{\omega_1 + x};$$

andererseits ist dasselbe aber auch

$$g' = N \frac{b}{W},$$

daher

$$(2) \quad K' \frac{\omega_1}{\omega_1 + x} = b \cdot \frac{N}{W}.$$

Beim dritten Versuche ist durch Hinzufügung des Widerstandes (ω_2) das Gefälle (g_2)

$$g_2 = K' \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2 + x}$$

und

$$g_2 = c \frac{N}{W},$$

daher

$$(3) \quad K' \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2 + x} = c \frac{N}{W};$$

daraus berechnet sich (x)

$$(4) \quad x = \frac{c(\omega_1 + \omega_2) - b\omega_1}{b - c},$$

$$(5) \quad K' = b \frac{N}{W} \frac{\omega_1 + x}{\omega_1},$$

$$\frac{K'}{K} = \frac{b}{a} \frac{\omega_1 + x}{\omega_1}.$$

Ist $\omega_1 = \omega_2 = 1$ (was bei Versuchen recht bequem ist), so ist

$$x = \frac{2c - b}{b - c}.$$

Ist die Kette constant, so muß $K = K'$ seyn, die Differenz beider Werthe würde die Gröfse der Polarisation geben. Diese Methode setzt voraus, dafs die Normalkette constant bleibt, oder wenigstens das Gefälle auf dem Messdrahte constant erhalten wird.

X. *Ueber die Gestalt der Flamme des Bunsen'schen Brenners; von A. Poppe.*

Bei näherer Betrachtung der Flamme eines gewöhnlichen dreispaltigen Bunsen'schen Brenners fällt das eigenthümliche Flimmern oder Pulsiren der Flamme, in welchem ein gewisser Rhythmus nicht zu erkennen ist, sogleich in die Augen. Um über die Ursache dieser Erscheinung und die wahre Gestalt der Flamme Aufschluß zu erhalten, wandte ich jene Beobachtungsmethode an, deren sich schon Magnus bei seiner Untersuchung über die Constitution der ausfließenden Wasserstrahlen bediente. Man bringt zwischen das Auge und die Flamme eine kreisrunde Scheibe, in welche eine schmale Spalte in radialer Richtung eingeschnitten ist, so dafs man die Flamme in ihrer ganzen Länge überblickt, wenn die Spalte derselben parallel steht. Setzt man nun die Scheibe in Rotation, so wird man sich, sobald die Geschwindigkeit ein gewisses Maafs erreicht hat, sofort über-

zeugen, daß jenes Flimmern die Folge einer wellenförmigen Bewegung ist, welche in einer sehr raschen und regelmäßigen Aufeinanderfolge von Erweiterungen (Bäuchen) und Einschnürungen (Knoten) der Flamme besteht. Macht die Scheibe in der nämlichen Zeit eine Umdrehung, in welcher die nachfolgende Welle an die Stelle der vorübergehenden gelangt, so erscheint das wellenförmige Flammengebilde unbeweglich, und die wahre Gestalt der Flamme, welche die *eines Unduloides mit überall kreisförmigem Querschnitte* ist, liegt deutlich vor Augen. Es läßt sich alsdann aus dem meßbaren Scheitelabstande zweier Bäuche und der gegebenen Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe die wirkliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenbewegung leicht bestimmen.

**XI. Ueber die elektromotorische Kraft der Gase,
respective Berichtigung hierüber;
von Professor C. Kuhn in München.**

Ich halte es für meine Pflicht, hier ein Versehen zu berichtigen, das sich unglücklicher Weise in eine Arbeit eingeschlichen hat, die ich schon vor etwa sieben Jahren vollendete, und das ich also um so mehr beklagen muß, als mir jener Fehler zur rechten Zeit entgangen ist. — Am Schlusse des §. 93 meines Handbuches der angewandten Elektricitätslehre (Allgemeine Encyclopädie der Physik, Bd. XX) habe ich nämlich auf S. 631 in Tab. V die Zahlenwerthe für die Polarisation von Platin durch Chlorwasserstoff, Brom etc. angegeben, wie sie bei den verschiedenen Versuchsreihen, auf directem und indirectem Wege, aus den in der Abhandlung des Hrn. Prof. Beetz (diese Annalen Bd. XC, S. 42) enthaltenen Tabellen hervorgehen. Durch einen unheilvollen Zufall ist es dabei mir begegnet, in der mit dem Titel »elektr. Kraft« bezeichneten Spalte mei-

ner Tabelle statt der von Beetz in seiner Abhandlung »über die elektromotorische Kraft der Gase« (diese Annalen, Bd. LXXVII, S. 493) enthaltenen Resultate, Zahlenwerthe genommen zu haben, die ich als unrichtig bezeichnen muß. Es muß nämlich in der vorletzten Spalte der Tab. V des §. 93 meines Handbuches (auf S. 631) heißen:

	Elektromotorische Kraft	
Platin-Wasserstoff	19,08	statt 29,10 usw.
Platin-Chlor	10,58	» 7,58
Platin-Brom	6,89	» 8,28 und 9,57
Platin-Jod	3,59	» 0,45
Platin-Chlor + Platin-Wasserstoff	28,83	—

Dafs die von mir (a. a. O.) angeregten Bedenken unter diesen Umständen als überflüssig betrachtet werden müssen, versteht sich also von selbst. Uebrigens mag aus andern Stellen meines Handbuches (Allgemeine Encyclopädie der Physik Bd. XX, S. 542 und S. 622) hervorgehen, dafs jene Verirrung keine absichtliche gewesen seyn konnte.

XII. *Neue Erfahrungen im Gebiete der elektrischen Lichterscheinungen;* von Dr. H. Geissler in Bonn.

In der physikalischen Sitzung der niederrheinischen Gesellschaft vom 2. Mai 1867 nahm ich Veranlassung, der Versammlung einige elektrische Lichterscheinungen zu zeigen, worüber ich mir eine eingehendere Mittheilung vorbehielt, die demnächst hier erfolgt. Ich legte mehrere evacuirte Röhren vor, welche durch Reibung sehr auffallend leuchteten. Dieselben sind so eingerichtet, dafs im Innern einer weiten Glasröhre eine kleinere Röhre spiralförmig gebogen und an der weiten Röhre festgeschmolzen ist. Die inwendige Röhre

ist evacuirt, während der Zwischenraum von der Spirale zur äufsern Röhre nicht evacuirt ist. Werden diese Röhren der Länge nach gerieben, so wird die ganze Spirale leuchtend, und je nach der kleineren Menge Gas, welches noch in der inwendigen Röhre enthalten ist, erscheint auch die Färbung des Lichtes, so dafs Stickstoff mit dunkelrothem, Wasserstoff mit blafsrothem, Kohlensäure mit weifslichem Licht die Röhren leuchtend macht. Als Reibzeug können alle die Stoffe dienen, welche man gewöhnlich anwendet, um durch Reibung Elektrizität zu erzeugen, wie Seide, Wolle, Baumwolle, Leder mit Amalgam, selbst Papier bringt die Röhre zum Leuchten. Selbstverständlich müssen diese Stoffe gut trocken seyn. Am allerbesten eignet sich Katzenfell, wodurch die Röhren sehr schnell leuchtend werden, und zwar schon, wenn man in der einen Hand ersteres und in der andern letztere hält und diese einige Mal auf und nieder durch das Katzenfell zieht. Aber am meisten leuchten diese Röhren, wenn ein Streifen der schwarzen hornisirten Kautschuk oder Kammmasse, die man bei der Holtz'schen Elektrisirmaschine anwendet, als Erreger benutzt wird. Reibt man einen solchen Streifen mit Katzenfell, nachdem man die Röhre zuvor schon gerieben hatte, und fährt dann mit diesem Streifen, die Röhre berührend, an derselben auf und nieder, so leuchtet sie während dieser Behandlung immerfort, und beinahe ebenso intensiv, als solche Röhren leuchten würden, wenn Elektroden an beiden Enden eingeschmolzen wären und ein nicht sehr starker Inductionsstrom, oder der Funke der Elektrisirmaschine hindurch geleitet würde. Es ist sogar nicht einmal nöthig, die Röhre mit dem Kautschukstreifen zu berühren, um sie zum Leuchten zu bringen; dieses tritt vielmehr schon beim Auf- und Niederfahren in 2 bis 3 Zoll Entfernung davon ein. Solche Röhren sind in verschiedenen Gröfsen, und im Innern statt der Spirale mit mancherlei andern kleinen Röhren versehen, hergestellt worden. Bei den gröfsern Röhren zeigte sich noch die auffallende Erscheinung, dafs, wenn nach längerem Reiben sie recht stark geleuchtet hatten, hierauf noch Mi-

nutenlang wieder schnell verschwindende Lichterscheinungen (ein Nachblitzen) und zwar an verschiedenen Stellen der Spirale hervortraten. Diese letztere Erscheinung wurde im Winter bei kalter Temperatur viel reichlicher und deutlicher wahrgenommen, als im Sommer; auch bei dem Reiben mit einem wollenen dicken Lappen besser, als mit Katzenfell.

Die längst bekannte Eigenschaft, daß Quecksilber in luftleeren Glasröhren leuchtet, wenn es darin bewegt wird, gab mir zu Versuchen Veranlassung, auf welche Weise diese Erscheinung recht auffallend hervorgebracht werden könne. Zugleich hoffte ich hierbei die Ursache näher kennen zu lernen, warum früher von mir gefertigte Röhren der Art ein Mal leuchteten, das andere Mal nicht. Obschon ich nun zahlreiche Versuche darüber angestellt habe, und Röhren von solcher Leuchtkraft erhielt, daß man in einem ganz dunklen Raume alle Gegenstände recht gut unterscheiden konnte, selbst die Stundenangabe der Zeiger auf einer Taschenuhr sehr deutlich wahrzunehmen vermochte, besonders wenn mehrere solcher Röhren zugleich geschüttelt wurden, so ist mir doch Vieles hierbei unerklärlich geblieben. Von zwei Röhren, welche ganz dieselbe Form haben und zusammen auf gleiche Weise evacuirt wurden, ist sehr häufig die eine leuchtend, die andere nicht. Auch der Grad der Verdünnung der Gase, die in der Röhre zurückbleiben, ist nicht maassgebend; denn manchmal leuchten Röhren, worin die Spannung des Gases noch 2 Millm. beträgt, mehr, als wenn die Röhre ganz leer ist; aber auch das Umgekehrte findet statt. Mit einem Wort, ich habe die Ursache dieses verschiedenen Verhaltens noch nicht finden können. Nur die Farbe des Lichtes ist von der Natur der Gase abhängig. So z. B. leuchten die Röhren mit rothem Licht, in welchen sich ein Minimum von Stickstoff befindet, während diejenigen, welche Wasserstoff enthalten, ein gelbliches Licht zeigen. Kohlensäure, Kohlenoxyd und Ammoniak geben wenig und zuweilen gar kein Licht. Auch kleine Mengen von anderen Metallen dem Quecksilber beigemischt, lieferten keine besonderen Resultate: nur wenn Gold und Silber hin-

zugefügt wurden, leuchteten die Röhren noch gut, während Zinn, Blei, Zink, Wismuth etc. das Leuchten ganz aufhören machte. Hier gestehe ich gern, keineswegs so erschöpfende Versuche angestellt zu haben, um sagen zu können, daß bei einer bestimmten Beimischung noch Leuchten stattfindet, und bei einer andern aufhört, indem darauf gerichtete Versuche viel Zeit erfordern. Die Erzielung einer Verwendung dieses Lichtes zu praktischen Zwecken aber, so z. B. anstatt der Davy'schen Sicherheitslampe in Bergwerken, woran ich bisher gedacht habe, wird wohl zunächst noch eine sehr umfangreiche Thätigkeit auf diesem Gebiete in Anspruch nehmen.

Die Form der Röhren ist übrigens so beschaffen, daß diese auch beim stärksten Schütteln nicht entzwei gehen, besonders wenn man immer deren spitzen Theil nach oben hält.

XIII. Antwort auf eine Behauptung des Hrn. Prof. J. Müller; von J. Rheinauer.

Im vierten Heft des 133. Bandes dieser Annalen sucht Hr. Prof. Dr. J. Müller das Resultat zu widerlegen, welches ich aus *seiner* Theorie der Waage im ersten Hefte jenes Bandes abgeleitet habe, wornach die Waage mit der Zunahme der Belastung empfindlicher würde, indem er behauptet, ich hätte ihn total mißverstanden; denn: »Wenn bei gleichbleibendem Uebergewicht die gleiche Belastung der beiden Waagschalen vergrößert wird, so muß der gemeinschaftliche Schwerpunkt *d* Fig. 13 Taf. I der angehängten Lasten $2P + r$ sich mehr und mehr dem Punkte *c* nähern, wodurch dann die Waage unempfindlicher wird.«

Wie Hr. M. ein solches Resultat aus *seiner* Darstellung ableiten kann, ist mir unbegreiflich. Denn nach ihm »fällt

der *gemeinschaftliche* Schwerpunkt des *Waagbalkens und der Lasten* ($2P+r$) auf irgend einen Punkt m der Linie ds .“

Wird also bei gleichbleibendem Uebergewicht die gleiche Belastung der beiden Waagschalen vergrößert, und nähert sich in Folge dessen der „*gemeinschaftliche*“ Schwerpunkt d der angehängten Lasten $2P+r$ mehr und mehr dem Punkte c , so muß auch der *gemeinschaftliche* Schwerpunkt m des *Waagbalkens und der Lasten* sich eben jenem Punkte d , nach dem Verhältniß der statischen Momente mehr und mehr nähern, oder: „es wird eine vermehrte Belastung den Schwerpunkt weiter hinaufrücken“, d. h. es muß der Winkel scm größer werden. Dieser Winkel ist aber der Ausschlagswinkel; folglich würde, nach der Theorie des Hrn. Dr. M., der Ausschlagswinkel mit der Zunahme der Belastung der Waagschalen größer, d. h. die Waage würde empfindlicher, was bekannten Größen widerspricht.

Die Falschheit der M.'schen Anschauungsweise, wornach der Schwerpunkt der Belastung am Unterstützungspunkte liegen soll, erkennt man sogleich, wenn man das ganze System, wie angegeben, um eine horizontale Axe sich drehen läßt. Der *saltus dialecticus*: „daß man dann ein System erhalte, was eben keine Waage mehr ist“, entscheidet hier offenbar nichts. Deshalb muß ich bei meiner früheren Behauptung bleiben: Die Theorie der Waage von Hrn. Dr. Müller ist *total falsch*.

Freiburg im August 1868.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXV.

I. Untersuchungen über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren¹⁾; von August Kundt.

Für die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in den elastischen Flüssigkeiten bieten sich zwei Methoden, die man als direkte und indirekte zu unterscheiden pflegt. Während die direkte Methode darin besteht, daß zu einer gegebenen Zeit an einem bestimmten Ort ein momentaner Schall irgend welcher Art erregt wird, und an einer anderen Stelle, deren Entfernung von ersteren bekannt ist, die Zeit beobachtet wird, zu der der Schall anlangt; wird bei der indirekten Methode im Gegensatz zur direkten nicht ein beliebiger Schall, sondern ein Schall von bestimmter Qualität, ein musikalischer Ton, benutzt. Diese letztere Methode beruht auf der theoretischen Erkenntniß, daß in jedem Medium das Produkt der Schwingungszahl eines Tones und der zugehörigen Wellenlänge eine Constante für das betreffende Medium, eben die Schallgeschwindigkeit ist.

Das Problem der direkten Schallgeschwindigkeitsbestim-

- 1) Die Resultate der Untersuchung wurden im Auszuge von Hr. Prof. Poggendorff der Berliner Akademie der Wissenschaften in der Gesamtsitzung vom 19. December 1867 mitgeteilt. Durch meine Uebersiedelung von Berlin nach Zürich ist die ausführlichere Veröffentlichung bisher verzögert. Die sämtlichen Versuche sind in den letzten zwei Jahren in dem physikalischen Laboratorium des Hrn. Prof. Magnus zu Berlin ausgeführt. Ich fühle mich verpflichtet, hier nochmals öffentlich dem Hrn. Prof. Magnus, bei dem ich eine Reihe von Jahren die Ehre hatte, Assistent zu seyn, meinen Dank auszusprechen für die Bereitwilligkeit, mit der er mir für meine Untersuchungen stets die Zeit gab, und für die Freundlichkeit mit der er von jeher meine Bestrebungen unterstützt hat.

mung der unbegrenzten Luft konnte bis vor Kurzem als abgeschlossen betrachtet werden. Die von verschiedenen Beobachtern ausgeführten Bestimmungen waren in ziemlich enge Gränzen eingeschlossen und besonders verdiente das Resultat der holländischen Physiker Moll und van Beck Vertrauen, da ihre Versuche mit außerordentlicher Umsicht und Sorgfalt aufgestellt sind ¹⁾. Die Resultate einer umfassenden Versuchsreihe, die vor kurzem Hr. Regnault ²⁾ mitgetheilt hat, zeigen indeß, daß die Frage der Schallgeschwindigkeit der freien Luft doch nicht eine ganz beendete ist. Hr. Regnault findet einen nicht unbedeutend kleineren Werth für die Schallgeschwindigkeit der freien Luft, als derjenige ist, den Moll und van Beck angegeben. Aus einer Versuchsreihe giebt sich bei Hrn. Regnault die mittlere Schallgeschwindigkeit zu 331,37, aus einer anderen zu 330,7.

Umfassende Versuche auf kleinen Distanzen direkt die Schallgeschwindigkeit nach Bosscha ³⁾ durch Coincidenzen der Schlagwerke zu bestimmen, sind bisher nicht angestellt. Noch weniger abgeschlossen, als die direkte Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der freien Luft ist diejenige der Luft,

- 1) Hr. Le Roux hat neuerdings die Versuche der verschiedenen Beobachter zum Theil neu berechnet und stellt derselbe die ermittelten Schallgeschwindigkeiten folgendermaassen zusammen.

		v. bei 0°
1738	Paris. Akad.	332 Met.
1811	Benzenberg	{ 333,70
		{ 332,33
1821	Goldingham	331,10
1822	{ Bureau d. Longit.	330,64
	{ Moll u. v. Beck	332,25
	{ Stampfer u. Myrbach	332,44
1844	Bravais u. Martins	332,37

Annales de Chim. et de Phys. 4^{ème} série t. XII, p. 354. Die Versuche von Moll u. v. Beck sind auch noch von Schröder van der Kolk neu berechnet. Pogg. Ann. Bd. CXXIV, S. 453 bis 470. Er findet aus den Versuchen als wahrscheinlichsten Werth 332,77. Ich habe diese Zahl, auf 332,8 abgerundet, im Folgenden als Schallgeschwindigkeit der unbegrenzten trocknen Luft bei 0° zu Grunde gelegt.

- 2) *Compt. Rend. t. I, XVI*, 209 — 220.

- 3) Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 485. Fortschritte der Physik, herausgegeben zu Berlin, 1853 und 1862.

wenn dieselbe in Röhren eingeschlossen ist. Die Zahl der Versuche nach dieser Richtung war bis vor kurzer Zeit sehr gering. In neuerer Zeit ist von Hrn. Neumann in Dresden ¹⁾ ein Apparat beschrieben, mit dem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erschütterung in einem elastischen Fluidum bestimmt werden kann. Der Apparat ist indess mehr zur Demonstration, als zu exacten Bestimmungen geeignet, wenigstens sind solche in umfassender Weise mit demselben bisher nicht angestellt. Schon 1862 hat Hr. Le Roux ²⁾ einen in großem Maafsstabe ausgeführten Apparat kurz beschrieben, der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines starken Schalles in einer Röhre direkt zu bestimmen erlaubt.

In allerneuester Zeit hat Hr. Le Roux ³⁾ eine genaue Beschreibung seines Apparates gegeben und die mit dem Apparat erhaltenen Resultate mitgetheilt. Die Versuche des Hrn. Le Roux, die dem Verfasser der vorliegenden Abhandlung erst zu Gesichte kamen, als derselbe seine eigenen Resultate bereits der Berliner Akademie der Wissenschaften vorgelegt, geben für die Schallgeschwindigkeit der trockenen Luft bei 0° in einem Rohr von 70^{mm} Durchmesser 330,7 Met.

Dieser Werth ist kleiner als der Mittelwerth aller früheren Beobachtungen in freier Luft, derselbe würde indess mit dem von Hrn. Regnault erhaltenen Werth sehr gut stimmen. Die Erklärung, die Hr. Le Roux für die Abweichung seiner Zahl von der früheren gibt und wie sich dieselbe nach den folgenden Beobachtungen erklärt, wird an einer späteren Stelle besprochen werden. Endlich hat Hr. Regnault der Akademie in Paris am 3. Febr. 1868 ⁴⁾ die Resultate einer ausgedehnten Versuchsreihe über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren mitgetheilt. Eine Besprechung der Resultate des Hrn. Regnault und eine

1) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 307 bis 311.

2) *Compt. rend. t. LV, p. 662 bis 664.*

3) *Ann. de Chim. 4. série t. XII, p. 345 bis 418.*

4) *Comp. Rend. t. LXVI, p. 209 bis 220.*

Vergleichung derselben mit den in dieser Abhandlung gegebenen, ebenso wie eine Vergleichung der Erklärungen des Hrn. Regnault über die beobachteten Abweichungen mit derjenigen, die der Verfasser in seiner Mittheilung an die Berliner Akademie aufgestellt, sind an einer späteren Stelle dieser Arbeit eingeschoben.

Die Wichtigkeit direkter Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit in Röhren ist einleuchtend, da dem Experimentator bei solchen Versuchen die Möglichkeit gegeben ist, einige Fehlerquellen, die bei Bestimmungen in freier Luft unvermeidlich sind, zu beseitigen, ferner in Röhren die Bedingungen des Experimentes, z. B. Druck und Temperatur der Luft beliebig zu ändern, endlich statt atmosphärischer Luft irgend andere Gase anwenden zu können.

Da aber andererseits solche direkte Bestimmungen in Röhren mit grossen Schwierigkeiten zu kämpfen haben und nur unter Anwendung bedeutender Hilfsmittel, wie sie Hr. Regnault anwenden konnte, zum Ziele führen können, so ist es um so werthvoller, dafs uns die *indirekte Methode* Mittel bietet, die Fragen zu beantworten, die man in Bezug auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Röhren stellen kann.

Das Princip der indirekten Methode, zuerst dargelegt von Dan. Bernoulli, bedarf hier keiner weiteren Ausführung. Nur kurz anzudeuten sind die verschiedenen Wege, auf denen man zur Kenntnifs der beiden Factoren gelangt, aus denen sich ohne Weiteres die Schallgeschwindigkeit ergibt, der Wellenlänge und Schwingungszahl eines bestimmten Tones. Als einfachstes Mittel boten sich schon Dan. Bernoulli die selbsttönenden Luftsäulen oder Pfeifen. Aus der Länge einer offenen oder gedeckten Pfeife, die ihren Grundton oder einen ihrer Obertöne giebt, wird nach der Theorie der schwingenden Luftsäulen mit Leichtigkeit die Wellenlänge des gehörten Tones gefunden und durch Bestimmung der Tonhöhe die zugehörige Schwingungszahl; das Produkt beider ist die Schallgeschwindigkeit der Luft.

Chladni zuerst und später Kerby und Merrick, Benzenberg und van Rees benutzten die Töne von Pfeifen, die mit verschiedenen Gasen angeblasen wurden um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in verschiedenen Gasen zu bestimmen. Da die Resultate dieser Beobachter wenig unter einander stimmten, nahm Dulong die Versuche auf.¹⁾ Es gelang ihm für die relativen Schallgeschwindigkeiten der einfachen Gase zuverlässige Zahlen zu erhalten. Später hat noch Masson Zahlen für die Schallgeschwindigkeiten einer Anzahl Gase und Dämpfe mitgeteilt. Bevor indess Dulong mit anderen Gasen experimentirte: untersuchte er, wie genau sich die absolute Schallgeschwindigkeit der Luft mit verschiedenen Pfeifen bestimmen lasse. Er erkannte bald, was man übrigens schon wufste, das aus dem Grundton sowohl offener als gedackter Pfeifen die Schallgeschwindigkeit wesentlich zu klein gefunden werde. Der Grund hiervon liegt bekanntlich in einem Mangel der Theorie Bernoulli's für die tönenden Luftsäulen, die die Pfeifen an der Anblasestelle als vollkommen offen betrachtet, und annimmt, dafs am offenen Ende einer Pfeife Druckänderungen der Luft nicht eintreten. Aber auch als Dulong statt der Grundtöne die Obertöne verschiedener Pfeifen benutzte, deren Wellenlänge, wie Dan. Bernoulli zuerst gezeigt hat, durch einen verschiebbaren Stempel leicht ermittelt werden kann, ergab sich immer eine zu kleine Schallgeschwindigkeit gegen die für den freien Raum gefundene. Da bei den Bestimmungen der Wellenlängen der Obertöne durch einen verschiebbaren Stempel eine Correction wie für die Wellenlänge des Grundtones nicht eintritt, und nichts destoweniger sich die Schallgeschwindigkeit der Luft um einige Meter zu klein ergab, so glaubte Dulong sich zu dem Ausspruch berechtigt, dafs sich aus den Pfeifentönen die Schallgeschwindigkeit der Luft überhaupt nicht

1) *Recherches sur les chaleurs spécifiques des fluides élastiques. Ann. d. Chim. t. XLI, p. 113. Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 438 bis 479.* Es findet sich in dieser Arbeit eine eingehende Discussion aller früheren Beobachtungen.

genau bestimmen lasse. Eine bestimmte Ansicht über die Ursache, weshalb aus den Pfeifen stets eine zu kleine Schallgeschwindigkeit gefunden werde, spricht Dulong nicht aus, nur weist er die Annahme zurück, daß die Wände des Rohres während der verschiedenen Phasen einer Schwingung Wärme aufnehmen oder abgeben können, also eine Verringerung des Werthes k und damit der Schallgeschwindigkeit bewirkt werde. Dieser Einfluß müßte bei den tiefsten Tönen am größten seyn, was ihm aus seinen Versuchen sich nicht zu ergeben scheint. Daß aber, um die Versuche in dieser Hinsicht vergleichen zu können, nothwendig bei den verschiedenen langen Pfeifen die Durchmesser gleich seyn müssen, wird unberücksichtigt gelassen.

Dulong ist mehr geneigt, den Grund der Abweichung der Schallgeschwindigkeit darin zu suchen, daß die Bewegung der Luft nicht parallel der Axe der Pfeife erfolge oder dergl. und verspricht spätere Untersuchungen hierüber.

Daß für den Zweck, den Dulong im Auge hatte, Bestimmung der relativen Schallgeschwindigkeiten der Gase höchst wahrscheinlich jene Abweichungen von geringem oder gar keinem Einfluß seyn mußten, glaubte derselbe mit Bestimmtheit annehmen zu können.

Nach Dulong sind später die tönenden Luftsäulen von Wertheim¹⁾ im ausgedehntesten Maasse untersucht. Das Resultat der Versuche ist nach Wertheim's Angabe, daß mit Berücksichtigung aller Fehlerquellen jene von Dulong angegebene Abweichung verschwinde. Wertheim fand, daß sich aus den Pfeifentönen die Schallgeschwindigkeit genau gleich der in freier Luft ergebe.

Bei der Lectüre der wichtigen und umfassenden Wertheim'schen Arbeit kann man sich indessen der Ueberzeugung nicht verschließen, daß die endliche Uebereinstimmung seines Werthes für die Schallgeschwindigkeit (331,7 Met.) mit dem auf direktem Wege bestimmten illusorisch ist, da

1) *Ann. d. Chim. et de Phys.* 3^{ème} série t. XXIII. p. 434. *Pogg. Ann.* Bd. LXXVII. S. 427 bis 445, 544 bis 574.

der Weg auf dem diese Uebereinstimmung erreicht ist, einer sicheren Basis durchaus entbehrt.

Schon Helmholtz ¹⁾ und andere haben darauf aufmerksam gemacht, dafs die Annahmen, die Wertheim bei der Discussion seiner Versuche macht, nicht begründet sind, sogar seinen eigenen Versuchen widersprechen und ein längeres Eingehen auf die Wertheim'sche Untersuchung würde die Unsicherheit des endlichen Resultats seiner Versuche ganz klar hier darlegen können.

Um indess nicht zu lang zu seyn, mögen die folgenden Bemerkungen genügen. Wertheim benutzt für die Bestimmung nur die Grundtöne offener oder gedackter Pfeifen, und ermittelt experimentell die an die Rohrlängen der Pfeifen anzubringenden Correktionen. Diese Ermittlung beruht auf den Annahmen, dafs bei gleich gebauten Pfeifen die Gröfse jener Correktion unabhängig sey von der Länge der Pfeifen, indess abhänge von der Windstärke mit der eine Pfeife angeblasen wird. Wertheim's Versuche beweisen aber selbst das Gegentheil und zeigen, dafs jene Correktion nicht unabhängig von der Länge ist, denn wenn dieselbe aus verschiedenen Pfeifencombinationen (je zwei Pfeifen von verschiedener Länge) ermittelt wird, ergiebt sie sich sehr verschieden. Die Correktion wird für dieselben Pfeifen in einem Fall fast doppelt so grofs gefunden, als im andern und daraus ergiebt sich bei Zugrundelegung einer oder der anderen Correktion zuweilen eine Differenz in der Schallgeschwindigkeit von vielen Metern. Wenn daher auch, indem Wertheim für gleich gebaute Pfeifen aus den verschiedenen Correktionen das Mittel nimmt, aus der Gesammtheit aller Versuche die Schallgeschwindigkeit sich zu nahe 332 Met. ergiebt, so ist damit eine Uebereinstimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft und derjenigen, wie sie sich aus den Pfeifen ergiebt, durchaus nicht bewiesen.

Ueberdies bleibt die von Dulong festgestellte Thatsache, dafs sich aus den Wellenlängen der Obertöne, die

1) Fortschritte der Physik, herausgegeben von der phys. Gesellschaft zu Berlin Bd. IV, Jahrg. 1848, S 111.

mit einem verschiebbaren Stempel und damit frei von allen Correktionen ermittelt sind, die Schallgeschwindigkeit zu klein gefunden werde, durch die Wertheim'schen Versuche unwiderlegt bestehen.

Spätere Versuche von Wertheim, ebenso von Zamminer, Hopkins und Masson über tönende Luftsäulen können hier füglich übergangen werden, wenn sie auch mehr oder weniger zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der Luft dienen können, da sich eine evidente Uebereinstimmung oder Nichtübereinstimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft und in tönenden, von Wänden eingeschlossenen Luftsäulen aus allen nicht ergab. In neuester Zeit hat noch Zoch ¹⁾ die indirekte Methode in veränderter Form nicht sowohl zur Bestimmung der absoluten Schallgeschwindigkeit der Luft, als vielmehr der relativen Schallgeschwindigkeiten der verschiedenen Gase benutzt. Die von ihm gefundenen Zahlen schliessen sich denen von Dulong und Masson gegebenen ziemlich nahe an.

Endlich habe ich selbst eine Methode zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten verschiedener Gase angegeben, die zu den indirecten gehört.

Das Princip der Methode ist kurz das folgende: die Luft in einem cylindrischen Rohr wird durch den energischen Ton einer longitudinal tönenden Röhre in Oscillationen versetzt. Durch Reflexion der erregten Schallwellen am einen Ende des cylindrischen Rohres bilden sich in demselben stehende Wellen, und zwar von einer solchen Intensität, dafs leichte Pulver, die in die Röhre gestreut sind, in regelmässige Figuren geordnet werden, die erlauben, die Länge der stehenden Wellen zu messen. Wäre also die Tonhöhe des longitudinal tönenden Rohres bekannt, so könnte aus der Schwingungszahl und der gemessenen Wellenlänge des Tons in der Luft die Schallgeschwindigkeit gefunden werden. Kann man die Tonhöhe des tönenden Rohres nicht genau bestimmen, so kann die Methode, wie ich gezeigt, doch dazu dienen, die relativen Schallgeschwin-

1) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 597 bis 512.

digkeiten verschiedener Gase zu finden. Wird die cylindrische Röhre, während der erregende longitudinale Ton derselbe bleibt, nach einander bei den Versuchen mit verschiedenen Gasen gefüllt, so erhält man durch Messung der Staubfiguren die Wellenlängen desselben Tons in Luft und den andern Gasen, d. h. die relativen Schallgeschwindigkeiten der Gase, bezogen auf eine derselben, z. B. Luft als Einheit. Ich habe schon in der citirten Abhandlung einige solcher Schallgeschwindigkeitsbestimmungen in Gasen gegeben, die indess mit der primitivsten Form meiner Methode angestellt sind, bei der das tönende Rohr zugleich das Rohr ist, dessen Luft in Bewegung gesetzt wird; die Resultate konnten daher nur wenig genau seyn. In Bezug auf dieselben und die Details der ganzen Methode muß ich auf die erwähnte Abhandlung verweisen.

Auch das für den vorliegenden Zweck Wichtige über die Form der Staubfiguren findet sich in der frühern und einer andern Abhandlung ¹⁾, ich möchte hier, um nicht zu lang zu werden, nicht näher auf die Natur der Figuren eingehen, ich werde demnächst in einer speciellen Mittheilung Gelegenheit nehmen, das was ich über diese Staubfiguren beobachtet habe, anzugeben.

Ich erwähne nur, daß bei allen folgenden Versuchen die Intensität des Tons fast immer so groß, und die Länge des Luftvolumens so abgeglichen war, daß der Staub sich an den Knotenpunkten in kleine Häufchen sammelte, wie sie in Pogg. Ann. Bd. CXXVII Taf. V Fig. 3 abgebildet sind. War es nicht möglich diese Häufchen zu erhalten, und entstand eine Figur wie am angeführten Ort Taf. V Fig. 2, so wurden beim Messen meist die Mitten der Löcher genommen, die sich sehr gut einstellen lassen.

Es sey noch bemerkt, daß ich im Folgenden das longitudinal tönende Glasrohr, welches die Luft in Bewegung setzt, das tönende Rohr nennen will, und dasjenige, in dem die stehenden Luftwellen gebildet werden, das »Wellenrohr« und zwar ist die Länge dieses Wellenrohres, wenn

1) Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 337 bis 355.

eine solche angegeben, immer von dem Querschnitt, der in Bewegung gesetzt wird, bis zu dem andern Ende, das entweder offen oder gedeckt seyn kann, gerechnet. In Fig. 1 Taf. IV, welche einen der einfachsten Apparate, die ich früher angegeben, darstellt, ist AB das tönende Rohr und CD das Wellenrohr. Nur die Staubwellen, die in dem Theil BC entstehen, sind völlig scharf und zu den Messungen benutzt. Es entstehen natürlich auch in dem Raum DB Staubfiguren, diese sind indess nie gemessen worden.

Der eigentliche Zweck meiner Versuche war mit der neuen Methode eine möglichst umfassende Untersuchung der Schallgeschwindigkeiten der Gase, vielleicht auch der Dämpfe, vorzunehmen, um durch dieselbe zur Kenntniss der specifischen Wärmen derselben, wenigstens des Verhältnisses $\frac{c'}{c}$ zu gelangen. Die wichtigsten Versuche in dieser Beziehung, die vorliegen, sind die Dulong's; dieselben sind indessen nur mit wenigen Gasen angestellt. Später hat noch Masson für eine grössere Reihe von Gasen und Dämpfen die Werthe der Schallgeschwindigkeiten mitgetheilt, so viel mir bekannt, ist das Detail seiner Versuche indess nicht veröffentlicht. Auch Zoch hat, wie bereits erwähnt, für einige Gase und Mischungen von Gasen die Schallgeschwindigkeiten bestimmt. Bei den Gasen, die zugleich von Dulong und Masson und Zoch oder zwei derselben behandelt sind, nämlich: Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd, Stickoxydul und ölbildendes Gas stimmen die Zahlen der Beobachter zwar im Allgemeinen indess doch nicht so weit, um daraus übereinstimmende Werthe der specifischen Wärmen, auf die es ankommt, herleiten zu können. Es schien mir daher sehr nützlich, diese Bestimmungen mit einer andern anscheinenden sehr genauen Methode zu wiederholen, und als ich vor länger als 2 Jahren diese Untersuchung begann, glaubte ich sie auch in Kürze beenden zu können. Leider mußte ich erst nach einem sehr grossen Aufwand von Zeit und Mühe einsehen, dafs, bevor ich jene Bestimmungen der Gase unternehmen könne, nicht nur meine Methode von einigen wichtigen Fehlerquellen be-

freit werden müßte, sondern auch eine Reihe allgemeiner Vorfragen über die Schallgeschwindigkeit der in Röhren eingeschlossenen Luft im Allgemeinen zu lösen sey.

Die folgende Abhandlung behandelt nun besonders diese Vorfragen, es sind in derselben Versuche enthalten über die Umstände, die im Allgemeinen und speciell bei der angewandten Methode die Schallgeschwindigkeit einer in eine Röhre eingeschlossenen Luftsäule bedingen. In einer spätern zweiten Abhandlung hoffe ich die Bestimmungen der Geschwindigkeiten der Gase zu geben. Nur zwei Anwendungen der Methode werde ich schon in dieser Arbeit zum Schlufs mittheilen, nämlich eine Untersuchung der Constanz der Schallgeschwindigkeit bei verschiedenem Druck und Bestimmung des Verhältnisses der Schallgeschwindigkeiten der Luft bei 0° und 100° C.

Ich werde zunächst die Fehlerquellen, die der benutzten Methode in ihrer einfachsten Form anhaften, behandeln und zeigen, auf welche Weise dieselben vermieden werden können, und dann die Art der Messung und Berechnung der Staubwellen angeben.

§. 1.

Ueber die hauptsächlichsten Fehlerquellen des einfachen Longitudinalapparates.

Wenngleich experimentell wie theoretisch erwiesen ist, dafs in jedem Falle, mag die Länge des Wellenrohrs ein Vielfaches der halben Welle seyn, oder nicht, alle Wellen in dem Rohr von gleicher Länge seyn müssen, so hielt ich es doch für nöthig, mich hiervon bei der benutzten Methode selbst zu überzeugen, zumal ich zuweilen recht bedeutende Abweichungen der Wellen unter einander beobachtete.

Zahlreiche Versuche ergaben nun zunächst, dafs die dem geschlossenen Ende *C* Fig 1 Taf. IV nächstliegende, zuweilen auch die zwei nächstliegenden Staubwellen in Gröfse von den andern verschieden waren. Ebenso wich auch die dem stoßenden Ende *B* nächstliegende Halbwelle, zuweilen auch die zweite nächstliegende von den andern ab. Im Folgenden sind deshalb je die beiden den Enden

des Wellenrohrs nächstliegenden halben Wellen nie mitgemessen, wenigstens für die Bestimmung der mittleren Wellenlänge nie in Rechnung gezogen. Indefs auch die andern Wellen, abgesehen von denen am Ende, schienen mir anfangs unter einander nicht ganz gleich. Es schienen Abwechselungen vorzukommen, in denen indes eine bestimmte Regelmäßigkeit nicht festgestellt werden konnte, mochte nun die halbe Welle ein genauer Theil der Länge des ganzen Wellenrohrs seyn oder nicht.

Mit einem Apparat, wie er Fig. 1 Taf. IV gezeichnet, bei dem die tönende Röhre etwa 900 und die Wellenröhre etwa 1000^{mm} betrug, wurden z. B. 12 Versuche nach einander bei nahe derselben Temperatur angestellt und von einem Ende (C) des Wellenrohrs an die einzelnen Wellen gemessen. Ich wähle zwei von diesen Versuchen No. 1 und No. 4 aus und gebe in der folgenden kleinen Tabelle die gemessenen halben Wellen.

Bei Versuch No. 1 war die Länge der Wellenröhre nahe ein genaues Vielfaches der halben, bei Versuch 4 ein Vielfaches der Viertelwelle.

Tabelle I.

Nummer der Halbwellen	Versuch No. 1	Versuch No. 4.
	mm	mm
1	61,7	68,2
2	62,6	62,2
3	62,9	63,5
4	64,7	60,4
5	60,3	63,5
6	64,3	62,0
7	61,5	63,0
8	63,3	61,9
9	59,6	61,4
10	65,8	63,0
11	60,8	62,0
12	63,1	62,8
13	60,5	59,8
14	62,0	64,3
15	64,0	61,9
16	60,6	30,7
Mittel *)	62,40	62,30

*) Für die Mittel sind die Wellen 1, 2, 15 und 16 nicht mit in Rechnung gezogen.

Aus den beiden Zahlenreihen sieht man, daß die einzelnen halben Wellen um mehrere Millimeter unter einander differiren. Die Verschiedenheiten sind so bedeutend, daß man kaum meinen sollte, daß aus solchen Messungen ein annähernd richtiger Werth für die halbe Welle ermittelt werden könne. Die Mittel der beiden Zahlenreihen stimmen indess recht gut, und aus der folgenden Tabelle (Tab. II) in der die Mittelwerthe für die halbe Welle, wie sie in 12 Versuchen erhalten wurden, zusammengestellt sind, sieht man, daß trotz der Abweichungen der einzelnen Wellen der Tab. I unter einander die *Mittel* einen ziemlichen Grad von Zuverlässigkeit haben. In der dritten Columnne der Tabelle ist noch die jedesmalige Länge des Wellenrohrs, die durch Verschieben des Korkes bei C (Fig. 1 Taf. IV) geändert wurde, angegeben.

Tabelle II.

Nummer des Versuchs	Halbe Wellen- länge	Abweichung vom Mittel	Länge der Wellenröhre
	mm		mm
1	62,40	+ 0,19	997,7
2	62,02	— 0,19	982,3
3	62,21	± 0,00	982,3
4	62,30	+ 0,09	970,6
5	62,15	— 0,04	957,6
6	62,05	— 0,14	957,6
7	62,11	— 0,08	933,6
8	62,10	— 0,11	997,6
9	62,20	— 0,01	970,6
10	62,40	+ 0,19	977,6
11	62,26	+ 0,05	962,6
12	62,27	+ 0,06	1002,2
Gesamtmittel:	62,21		

Wenn man bedenkt, daß bei den angeführten Versuchen eine wirkliche Constanz der Temperatur durchaus nicht verbürgt ist, so ist die Uebereinstimmung der Mittelwerthe der einzelnen Versuche, deren größte Abweichung unter einander nur 0,4^{mm} beträgt, durchaus befriedigend.

Als ich mich bemühte, den Grund der großen Verschiedenheiten der Einzelwellen bei so guter Uebereinstimmung

der Mittelwerthe zu erforschen, erkannte ich, dafs in der Wellenröhre, besonders wenn dieselbe lang und nicht allzuweit ist, der Staub nicht blofs durch die Schwingungen der Luft, sondern auch durch die der Wellenröhre selbst bewegt werde. Ist nämlich das Wellenrohr bei *D* (Fig. 1 Taf. IV) recht fest durch den Kork mit dem tönenden Rohr *AB* verbunden, so wird von diesem das Wellenrohr mit in Schwingungen versetzt und beide schwingen zusammen gewissermaßen als ein System. Die Schwingungen des Wellenrohrs haben aber das Bestreben den Staub an den von Savart entdeckten spiralförmigen Knotenlinien anzuhäufen, und dadurch wird die Regelmäßigkeit der Luftstaubfiguren gestört. Wird die Verbindung bei *D* unterbrochen, und das tönende Rohr ohne das vordere zu berühren nur in dasselbe mit einem Ende hineingesteckt und nun die Staubfiguren erzeugt, so hören die Unregelmäßigkeiten auf und die Staubwellen sind alle nahe gleich grofs.

Da indessen, wie wir aus Tab. II gesehen, die Mittelwerthe die starken Ungleichheiten der Einzelwellen nicht mehr erkennen lassen, so glaubte ich von denselben absehen zu können, und bewirkte bei einem Apparat, der zur Untersuchung der Schallgeschwindigkeit verschiedener Gase dienen sollte, die Verbindung des tönenden Rohrs und des Wellenrohres durch luftdicht schließende Messingverschraubungen. Das andere Ende des Wellenrohrs war durch eine Stopfbüchse geschlossen, durch die ein Stab ging mit einem Kork am Ende, zur Regulirung der Länge des Wellenrohrs dafs sich an diesem letztern 2 seitliche Ausläufe mit Hähnen befanden, ist kaum nöthig zu erwähnen.

Um bei den Versuchen die Temperatur des Apparates zu kennen und gewifs zu seyn, dafs dieselbe in allen Theilen gleich sey, wurde der ganze Apparat in einem langen Kasten, der mit Wasser gefüllt wurde, eingesetzt, so dafs nur aus der einen Wand desselben das freie Ende des tönenden Rohres, welches zur Erregung des Tones gerieben wurde, herausragte.

Mit dem Apparat habe ich eine ganze Reihe von Schall-

geschwindigkeitsbestimmungen von O, H, N, CO_2 und C_2H_4 angestellt. Obgleich ich für die Reinheit und Trockenheit der Gase alle Sorgfalt angewendet, mich auch überzeugt zu haben glaubte, daß die Beschaffenheit und Menge des angewandten Pulvers (*Lycopodium* oder ganz feiner Quarzsand) wenigstens innerhalb gewisser Gränzen ohne Einfluß sey, zeigten die erhaltenen Zahlen zuweilen doch Abweichungen untereinander, die zu bedeutend waren, um aus den Beobachtungen zuverlässige Werthe des Verhältnisses $\frac{r'}{r}$ zu gewinnen.

Indem ich mich immer von Neuem bemühte, die Methode zu studiren, und so die ihn anhaftenden Fehler zu finden, gelangte ich endlich zur Kenntniß eines Fehlers, der allerdings, wenn er nicht beseitigt werden konnte, die Anwendbarkeit der Methode völlig in Frage stellte.

Es ist bereits gesagt, daß das Wellenrohr durch das tönende Rohr etwas mit in Schwingungen versetzt wird, beide also als System zusammen schwingen, wenn sie fest verbunden sind. Die Bedingungen dieses Systems werden aber, je nach der Art wie bei einem Versuch die beiden Röhren aufeinander geschraubt sind, je nach der Art, wie der ganze Apparat in den Kasten eingesetzt ist, von Versuch zu Versuch, wenn auch nur in geringem Maasse, sich ändern. Damit wird sich aber auch der Ton des Apparates in den aufeinander folgenden Versuchen ändern. Die Methode basirt aber gerade darauf, daß der Ton in den aufeinander folgenden Versuchen genau derselbe bleibt.

Die Tonschwankungen, je nach der Befestigung der Röhren des Apparates mit einander und des ganzen Apparates in dem Kasten waren in der That so bedeutend, daß sie auch von einem ungeübten Ohr wahrgenommen werden konnten. Damit ist der Methode in ihrer bisherigen Form für exacte Bestimmungen der Boden entzogen.

Abgesehen von diesem wichtigen Fehler, zeigte die Methode in der bisherigen Form einige Unbequemlichkeiten und Unsicherheiten, die ich gerne vermieden zu sehen

wünschte. Erstens war die Umgebung des Apparates mit Wasser sehr lästig, da dieß nach jedem Versuch aus dem Kasten abgelassen werden mußte. Ich wünschte vielmehr von der Kenntniß der Temperatur des Apparates, also von Thermometerbeobachtungen ganz frei zu werden, da Fehler in den Temperaturbestimmungen nicht unmerkliche Fehler der auf 0° reducirten Wellenlängen bedingen. Dann ereignete es sich mehrere Male, daß das aus der Wand des Kastens hervorragende Ende des tönenden Rohres brach. Tritt dieß ein, so sind alle späteren Versuche mit den früheren außer jedem Zusammenhang, da nur die mit einem und demselben Ton erzeugten Wellen die Verhältnisse der Schallgeschwindigkeiten geben.

Auch die oben besprochenen Ungleichheiten der einzelnen Staubfiguren, die durch die eigenen Schwingungen des Wellenrohres hervorgebracht werden, sind für die Genauigkeit der Methode nachtheilig und es wäre daher gut, wenn sie beseitigt werden könnten. Dieß letztere kann nun einfach dadurch erreicht werden, daß das Wellenrohr und das tönende Rohr durch luftdicht schließende Kautschuckschläuche verbunden werden und möglichst noch das Wellenrohr aus zwei Theilen, die durch ein kurzes Stück Kautschuckschlauch verbunden sind, zusammen gesetzt ist.

Die andern Fehler aber, besonders den Einfluß der Tonänderungen, ferner die Nothwendigkeit die Temperatur des Apparates zu kennen, beseitigte ich durch eine sehr einfache, in der Folge aber sehr wichtige Aenderung des Apparates. Ich vereinigte zwei Apparate zu einem einzigen, d. h. über die beiden Enden einer longitudinaltönenden Röhre, die ihren zweiten Ton gab, wurde je eine Wellenröhre geschoben. War alsdann die eine dieser Wellenröhren mit Luft, die andere mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt, so wurde jetzt, wenn das tönende Rohr gerieben wurde, gleichzeitig die *Wellenlänge genau desselben Tones bei derselben Temperatur in Luft und Gas gefunden*.

Jeder einzelne Versuch ist alsdann eine Schallgeschwindigkeitsbestimmung des zu untersuchenden Gases. Von Ver-

such zu Versuch kann sich daher der erregende Ton beliebig ändern.

Da ferner die Wellenlängen der Luft und des Gases, wenn nur der Apparat in allen seinen Theilen dieselbe Temperatur hat, bei derselben Temperatur bestimmt sind, so ist keine Reduction auf 0° nöthig. Vorausgesetzt daß das Gas und die Luft merklich denselben Ausdehnungscoefficienten haben, ist das Verhältniß der Wellenlängen bei irgend einer Temperatur gleich dem Verhältniß der Schallgeschwindigkeiten bei 0°.

§. 2.

Beschreibung des angewandten Doppelapparates.

Der verbesserte Apparat ist in Fig. 2 Taf. IV schematisch in einer Ansicht von Oben gezeichnet.

Das Rohr c' , c , c'' etwa 15 Met. lang und 30^{mm} im Durchmesser, ist das tönende Rohr; es ist an seinen beiden Enden c' c'' mit Korken geschlossen, die durch eine Schicht über dieselben gebrachtes Siegelack völlig luftdicht schließen. Ueber c' ist ein etwas weiteres Glasrohr ad geschoben, bis auf $\frac{1}{4}$ der Länge des Rohres $c'c''$, welches bei d auf einem Kork, der auf der tönenden Röhre sitzt, lose ruht. Diese Verbindungsstelle ist mit vielen Lagen unvulkanisirten Kautschucks umgeben, welches mit Seidenschnur umbunden einen völlig luftdichten Verschluss bewirkt. Das Rohr ad ist bei a etwas verengt, wie in der Figur ersichtlich. An das engere Rohrstück ist mit dicht schließendem Kautschuckrohr ein runder Glasarm h befestigt. Dieser Arm trägt eine Messinghülse mit abgeschliffenem Rande und mit eben solcher abgeschliffenen Hülse kann das 1 Met. lange Staubwellenrohr mn durch eine Ueberfangschraube k an den Arm h befestigt werden. Bei n ist das Staubwellenrohr durch eine Stopfbüchse geschlossen, die an das Rohr angeschraubt ist. Durch die Stopfbüchse geht, wie aus der Figur ersichtlich, ein Draht mit einem Kork zum Reguliren der Länge des Staubwellenrohrs. Das Rohr mn ist durchbrochen in Fig. 3 Taf. IV in etwas größerem Maafstabe

gezeichnet, so daß die Art der Verschraubung und die Anordnung der Stopfbüchse leicht ersichtlich sind. An dasselbe ist in der Nähe von n noch seitlich ein engeres Glasrohr t angeschmolzen, welches durch einen Glashahn geschlossen ist. Ebenso befindet sich an dem übergeschobenen Rohr ad ein engeres seitliches Glasrohr q , welches mit einem Glashahn versehen ist. Das ganze Rohr q, d, a, h, m, n, t kann also, wenn der eine Hahn geschlossen ist, ausgepumpt werden, indem eine Luftpumpe an das Rohr mit dem zweiten Hahn angelegt wird und also nach dem Auspumpen durch Oeffnen des ersten Hahnes irgend ein anderes Gas eingelassen werde. Oder ein Gas, welches durch q eintritt, kann, wenn es lange genug strömt, aus dem ganzen Raum bis t durch den Hahn bei t die Luft austreiben. Nach Schließung der Hähne ist dann der ganze Raum mit dem betreffenden Gase gefüllt.

Genau dieselbe Form hat der Apparat auf der andern Seite. Ueber c'' ist das weitere Rohr eb geschoben; bei g ist an dies der runde Arm i befestigt; an diesem ist durch die Schraube l das Wellenrohr p befestigt. Dies trägt das Seitenrohr s mit einem Hahn und bei e ist das Seitenrohr r mit einem Hahn.

Durch Reiben des Rohres $c'c''$ in der Mitte bei c wird das Rohr seinen zweiten Ton geben, so daß also d und e , die Stellen an denen die übergeschobenen Röhren befestigt sind, Knotenpunkte sind. Die Enden c' und c'' senden also beim Tönen in die beiden geschlossenen Luftvolumina, in denen sie sich befinden, genau denselben Ton. Wie wir wissen, bilden sich dabei stehende Wellen in den cylindrischen Luftvolumen, und eingestreutes Pulver bildet die betreffenden Staubfiguren. Diese werden in den geraden Röhren mn und po am regelmäsigsten seyn.

Um den ganzen Apparat beim Reiben gesichert und fest zu haben, wurde derselbe bei a und e mittelst zweier Korke in die durchbohrten Seitenwände eines hölzernen Kastens $AAA'A'$ eingesetzt. Derselbe war so weit, daß die bei c reibende Hand bequem in demselben Platz hatte. Mit die-

sem Kasten war der ganze Apparat in einen großen Kasten von Zinkblech $BBBB$ eingesetzt. Die Wand $A'A'$ ist mit der einen Wand des Zinkkastens durch Klemmschrauben fest verbunden. In den großen Zinkkasten wurde anfangs Wasser gegossen, so daß der ganze Apparat, mit Ausnahme des Raumes $AAA'A'$, von Wasser umgeben war, um die Temperatur des Apparates in allen seinen Theilen möglichst gleich zu halten. Später ergab sich, daß die Umgebung mit Wasser unnöthig war; eine gleichförmige Temperatur war, wenn der Apparat vor dem Versuch einige Zeit ruhig gestanden, und der Zinkkasten mit Ausnahme des in ihm befindlichen Holzkastens mit Glasplatten bedeckt war, genügend erreicht..

Für die Bestimmung der relativen Schallgeschwindigkeit eines Gases wurde dann die eine Seite mit trockener Luft, die andere mit dem trockenen Gase gefüllt und das tönende Rohr durch Reiben bei c in dem Holzkasten erregt.

§. 3.

Messung der Staubfiguren.

Sind in einem Versuch die Staubfiguren in den beiden Wellenröhren mn und cp erzeugt, so können die Wellenröhren bei k und l losgeschraubt, vorsichtig herausgenommen werden und nun in geeigneter Weise mit irgend einem Instrument die einzelnen Staubwellen gemessen werden. Ich führte die Messungen in folgender Weise aus: Ein sehr gutes, der physikalischen Sammlung der Universität zu Berlin gehöriges 1 Met. langes Kathetometer war von seinem Stativ abgeschraubt und horizontal auf einer soliden Unterlage befestigt. An dieser Unterlage befinden sich zwei Arme mit Einschnitten, in die das Rohr mit den zu messenden Wellen eingelegt werden konnte und zwar genau parallel der Theilung des Kathetometers. Es ist sehr wichtig, daß die beiden nach einander zu messenden Röhren genau die gleiche Lage zu der Theilung haben, was am einfachsten und sichersten durch Einlegen in zwei mit dem Meßinstrument festverbundene Arme erreicht wird.

Die Theilung des Kathetometers auf einem eingelegten Silberstreif in Millimeter war in ihren einzelnen Parthien durchaus genügend gleich. Da es sich hier immer nur um schnell hintereinander folgende Vergleichenungen handelt, so ist das Mafs auf seinen absoluten Werth nicht untersucht, auch war es, da beide Röhren eines Versuches direkt hintereinander gemessen wurden, nicht nöthig, eine Correktion für die Temperatur des Mafsstabes an die Messungen anzubringen. Für die Messungen war das Fernrohr des Kathetometers durch ein Diopter ersetzt, bestehend aus einer dem Auge zugewandten Scheibe mit einem kleinen Loch und einer feinen vertikalen Nadel am andern Ende. Nach mannigfachen Versuchen erwies sich die Ablesung mit einem Diopter durchaus als die beste.

Mit dem Diopter wurden alsdann die einzelnen Staubhäufchen, oder wenn die Figur mit den Löchern entstanden war, die Mitten dieser Löcher der Reihe nach eingestellt und die Ablesungen notirt. Die Einstellungen wurden besonders anfangs und dann bei den Versuchen bei verschiedener Temperatur zwei bis dreimal gemacht, und für jedes Staubhäufchen das Mittel genommen.

Ich erreichte indess schliesslich eine solche Sicherheit in diesen Einstellungen, dafs, wenn die Figuren gut ausgebildet waren, zwei Einstellungen desselben Knotens selten mehr als $\frac{1}{2}$ Millimeter von einander abwichen.

Ueberhaupt möchte ich hier bemerken, dafs die Genauigkeit der Messung der Staubleuren viel gröfser ist, als man nach dem ersten Anblick derselben meinen sollte. Bei Personen, die sonst an Messungen gewöhnt sind, wie Physiker und Astronomen, die ich zuweilen ersuchte, um sich von der Zuverlässigkeit der Messungen zu überzeugen; einige Einstellungen zu machen, wichen gleich anfangs die Einstellungen desselben Knotens fast nie mehr als ein Millimeter bei einer halben Wellenlänge von etwa 50 Millimeter von einander ab.

§. 4.

Berechnung der Messungen.

Wenn die sämtlichen Knotenpunkte eines Rohres eingestellt sind und also die Differenzen der auf einander folgenden Ablesungen die auf einander folgenden halben Wellen sind, so kommt es darauf an, aus diesen Werthen den wahrscheinlichsten Werth der halben Welle zu finden. Will man nur aus allen gemessenen halben Wellen das Mittel nehmen, so ist dieß nicht der wahrscheinlichste Werth, denn dieß Mittel findet man ebenso, wenn man die Differenz der ersten und letzten Ablesung durch die Anzahl der zwischen denselben liegenden halben Wellen dividirt. Alle zwischen liegenden Einstellungen sind dann für dieß Mittel ohne Verwendung geblieben, und doch haben dieselben ebenso wie die erste und letzte Einstellung Berechtigung für die Ermittlung der halben Welle benutzt zu werden. Da aus den Einstellungen irgend zweier Knoten die halbe Wellenlänge gefunden werden kann, so würde der wahrscheinlichste Werth erhalten werden, wenn man alle Combinationen der Ablesungen zu je 2 bildet, aus jeder die halbe Welle berechnet und aus allen diesen Werthen das Mittel nimmt. Die aus den verschiedenen Combinationen gefundenen halben Wellen wären aber für die Berechnung des Endmittels mit verschiedenen Gewichten zu versehen und zwar wäre das Gewicht eines Werthes am einfachsten gleich zu setzen der Anzahl der halben Wellen, aus denen das Mittel bestimmt ist. Eine kurze Behandlung der Frage mit Hülfe der Methode der kleinsten Quadrate liefert indeß eine sehr einfache kürzere Regel für das Auffinden des wahrscheinlichsten Werthes der halben Welle aus einer gemessenen Reihe derselben.

Es liege das Staubwellenrohr und der Maafsstab einander parallel und vom einen Ende an seyen für die Knotenpunkte die Ablesungen $A_0, A_1, A_2 \dots A_n$ auf den Maafsstab gemacht. Die Ablesungen, die man auf dem Maafsstab erhielte, wenn die Einstellungen der Knoten mit keinem

Fehler behaftet wären, seyen $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$. Die Differenzen dieser letzten Zahlen also

$$a_1 - a_0$$

$$a_2 - a_1$$

$$a_3 - a_2$$

etc.

sind unter einander gleich und sind die gesuchte Gröfse x , d. i. die wirkliche halbe Welle.

Die Fehler der Einstellungen der einzelnen Knoten sind also:

$$x_0 = A_0 - a_0$$

$$x_1 = A_1 - a_1 = A_1 - a_0 - (a_1 - a_0) = A_1 - a_0 - x$$

$$x_2 = A_2 - a_2 = A_2 - a_0 - (a_2 - a_0) = A_2 - a_0 - 2x$$

$$x = A_n - a_n = A_n - a_0 - (a_n - a_0) = A_n - a_0 - nx.$$

Die Summe der Quadrate dieser Fehler muß ein Minimum seyn. Nun sind a_0 und x die Unbekannten, es muß daher, wenn mit y die Summe der Fehlerquadrate bezeichnet wird

$$\frac{dy}{da_0} = 0 \text{ und } \frac{dy}{dx} = 0$$

seyn. Diefs giebt die beiden Gleichungen

$$(A_0 - a_0) + (A_1 - a_0 - x) + A_2 - a_0 - 2x) \dots \\ + (A_n - a_0 - nx) = 0.$$

$$+ (A_1 - a_0 - x) + 2(A_2 - a_0 - 2x) \dots \\ + n(A_n - a_0 - nx) = 0.$$

oder

$$(A_0 + A_1 + A_2 + \dots) - (n+1)a_0 - (1+2+3 \dots n)x = 0 \\ (A_1 + 2A_2 + 3A_3 \dots + nA_n) - (1+2+3 \dots n)a_0 \\ - (1^2 + 2^2 + 3^2 \dots + n^2)x = 0$$

daraus folgt:

$$(A_0 + A_1 + \dots A_n) - (n+1)a_0 - \frac{n(n+1)}{2}x = 0$$

$$(A_1 + 2A_2 + \dots nA_n) - \frac{n(n+1)}{2}a_0 - \frac{n(n+1)(n+1)}{6}x = 0,$$

daraus ergibt sich

$$(2A_1 + 4A_2 + \dots 2nA_n) - (nA_0 + nA_1 \dots + nA_n) - \frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} x = 0.$$

Oder wenn man die Werthe zusammenfaßt, die gleich weit von den Enden abstehen

$$\frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} x = n(A_n - A_0) + (n-2)(A_{n-1} - A_1) + (n-4)(A_{n-2} - A_2) + \dots$$

Hieraus ergibt sich für x , d. i. der wahrscheinlichste Werth der halben Welle, eine einfache Berechnungsmethode.

Man subtrahire die gleich weit von den Enden abstehenden Ablesungen von einander, multiplicire jede dieser Differenzen mit der Anzahl der zwischen liegenden Wellen, addire alle Producte und dividire durch $\frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$. Ist n gerade, so ist dieser letzte Ausdruck die Summe der Quadrate aller geraden Zahlen, bis n , ist n ungerade die Summe aller ungeraden.

Die Berechnung erfordert selbst für eine grössere Anzahl Ablesungen sehr geringe Zeit.

§. 5.

Untersuchung der Genauigkeit des beschriebenen Doppelapparates.

Es ist nun zunächst zu untersuchen in wie weit der oben beschriebene Doppelapparat wirklich von den Fehlern der frühern einfachen Apparate frei ist, und wie groß die mit demselben zu erzielende Genauigkeit reicht. Der Apparat bietet ein sehr einfaches Mittel, seine Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit zu prüfen. Sind die beiden Wellenröhren an den beiden Seiten mit demselben Gase gefüllt, etwa mit Luft, so müssen, wenn auf beiden Seiten die Temperatur dieselbe ist, die Staubwellen des linken Rohres denen des rechten genau gleich seyn. Die Gröfse der Abweichung von dieser absoluten Gleichheit läßt die Gröfse des Fehlers erkennen, mit dem nach unserer Methode die gemessene Wellenlänge behaftet ist.

Ich gebe zunächst in der Tabelle III sechs ganz vollständige Versuche, bei denen in beiden Wellenröhren sich Luft unter Atmosphärendruck befand. Diese Luft war sorgfältig durch Trockenröhren mit Schwefelsäure getrocknet und die Kohlensäure derselben durch kaustisches Kali entfernt. In den Wellenröhren befand sich möglichst wenig ganz trockener Sand, und die Länge der Röhren war so abgeglichen, daß die Figuren scharf entstanden.

Die oberste Horizontalreihe der Tab. III giebt die Nummer des Versuches aus meinem Beobachtungsjournal. Ich habe im Folgenden stets jedem einzelnen Versuch die Nummer gelassen, die derselbe in meinem Journal hat. Mancher Versuch ist zu mehrer Sicherheit in ziemlich weit auseinander liegenden Zeiten angestellt. Eine solche Wiederholung ist alsdann aus den Zahlen ohne Weiteres ersichtlich.

Die erste Verticalreihe der Tab. III giebt die Nummer der aufeinander folgenden halben Wellen. Die Zahl derselben ist bei den verschiedenen Versuchen verschieden, da immer nur so viele Wellen gemessen wurden, als gut ausgebildet waren. In der Verticalreihe *R*, sind die Wellen des Rohres angeführt, welches für den vor dem Apparat stehenden Experimentator an der linken Seite lag, unter *R*, die des Rohres der rechten Seite. In der Horizontalreihe »Einfache Mittel« sind die einfachen arithmetischen Mittel der Wellen einer Columnne aufgeführt, die darunter stehende Horizontalreihe »Wahrscheinlichster Werth« enthält die Mittel, wie sie nach §. 4 berechnet sind. Zu bemerken ist hierbei noch, daß in einzelnen Verticalreihen sich zwischen zwei aufeinander folgenden Wellen ein horizontaler Strich befindet. Diefs zeigt an, daß an dieser Stelle eine oder mehrere Wellen des Wellenrohrs nicht gemessen sind. Es kommt zuweilen vor, daß sich nicht überall in dem Rohr die Staubwellen gleich ausbilden; während im Anfang des Rohres Punkte gebildet sind, gehen diese allmählig am andern Ende in die Löcherfigur über. Ich habe dann die Wellen gemessen, so weit scharfe Punkte vorhanden waren, dann einige Wellen überschlagen und dann bei den

13mm,0.

N	28	29
---	----	----

N ha	R_t	R_r	R_t	R_r
,10	45,60	46,30	45,95	46,15
,90	46,00	45,00	45,50	45,40
,05	45,80	46,15	45,75	45,70
,00	45,55	45,75	45,45	45,45
,40	45,10	46,10	45,45	45,40
,55	45,75	45,20	45,55	45,50
,10	46,15	45,55	45,65	45,00
,70	45,35	45,65	45,15	45,85
,65		46,10	45,45	45,40
,75		45,10	45,50	45,35
,35		45,65	45,50	45,35
,70				45,50
,85				45,50
,20				
,70				
,733	45,662	45,686	45,536	45,504
,751	45,655	45,707	45,549	45,511

folgenden Wellen die Mitten der Löcher eingestellt. Da die abgelesenen Zahlen dann nicht fortlaufen, so sind die Combinationsmittel der beiden Parthien von Wellen einzeln berechnet und aus diesen Zahlen mit Berücksichtigung ihrer Gewichte das schließliche Mittel bestimmt.

(Hier folgt Tabelle III.)

Aus diesen Versuchen ergibt sich:

Erstens, daß der neue Apparat durchaus keine so bedeutende Unregelmäßigkeiten und Abweichungen in den einzelnen Wellen in einem Rohr zeigt, als der frühere. Während dort die einzelnen Wellen 3 bis 4 Millimeter von einander abweichen, bleiben hier die Differenzen in der bei Weitem größten Zahl unter 1^{mm} . Die Kautschuckverbindungen, die das Uebertragen der Schwingungen der tönenden Röhre an die Wellenröhre verhindern sollen, erfüllen also ihren Zweck sehr gut.

Zweitens, ergibt sich, daß die einfachen Mittel und die wahrscheinlichsten Werthe sehr wenig von einander abweichen, nur bei 26, R, beträgt die Differenz $0^{\text{mm}},08$, in allen anderen Versuchen ist sie nur etwa $0^{\text{mm}},02$. Die Berechnung des wahrscheinlichsten Werthes scheint daher fast überflüssig, es wäre demnach sogar nicht nöthig, alle einzelnen Wellen eines Versuches zu messen. Die Entfernung von irgend zwei gut ausgebildeten, möglichst weit von einander stehenden Staubbäufchen, dividirt durch die Anzahl der Wellen, ergibt nach obiger Tabelle schon mit außerordentlicher Genauigkeit die halbe Wellenlänge. Ich habe indessen bei fast allen folgenden Versuchen, auch wenn ich gar nicht beabsichtigte, den wahrscheinlichsten Werth zu berechnen, alle einzelnen Wellen gemessen. Ich glaubte dadurch am Besten noch etwa vorhandene, mir unbekannte Eigenthümlichkeiten der Methode zu erkennen, und mich gegen einen zufälligen Fehler bei einem Versuch zu schützen. Ein bloßes Ueberblicken der sämmtlichen Wellen eines Rohres, ihre Regelmäßigkeit oder Unregelmäßigkeit genügen meist, um die Zuverlässigkeit des Versuches zu erkennen.

Endlich ergibt sich, und das ist das Wichtigste, dafs bei jedem einzelnen Versuch, die Wellenlänge des linken Rohres R_1 , mit der des rechten R_2 , aufserordentlich gut übereinstimmt. Diefs zeigt, dafs der Apparat den Anforderungen gut entspricht und dafs die gleiche Temperatur auf beiden Seiten, auch ohne Anwendung von umgebendem Wasser genügend erreicht ist.

Um die Zuverlässigkeit der Methode möglichst einfach und klar beurtheilen zu können, habe ich in der folgenden Tabelle No. IV die wahrscheinlichsten Werthe, nebst einigen aus ihnen sich ergebenden Zahlen zusammengestellt. In der vierten Verticalcolumnne findet sich die *Differenz* der Welle des rechten und linken Rohres jedes Versuches und in der fünften das Verhältnifs dieser Zahlen, also die Schallgeschwindigkeit der Luft im rechten Rohr bezogen auf die im linken als Einheit. Diese Zahlen, die der Einheit gleich seyn müßten, weichen von derselben in allen Versuchen weniger als 0,003 ab, also weniger als 0,3 Proc. — Die Zahlen, die sich für das rechte Rohr ergeben, wenn man für die Schallgeschwindigkeit im linken Rohr $332,8^m$ annimmt ¹⁾, finden sich in der letzten Columnne. Das Mittel aus diesen Zahlen ist $332,725$. Die Schallgeschwindigkeiten in beiden Röhren differiren also im Mittel aus sechs Bestimmungen um $0^m,075$. Die gröfste vorkommende Abweichung beträgt $0^m,692$.

Ich habe diese Versuche so ausführlich mitgetheilt, um zu zeigen, dafs die angewandte Methode wirklich eine Genauigkeit und Zuverlässigkeit besitzt, die sie für die Beantwortung einer Reihe von Fragen über die Schallgeschwindigkeiten der elastischen Flüssigkeiten geeignet macht. Wenn hier gezeigt ist, dafs bei ganz gleichen Umständen auf beiden Seiten des Apparates die gröfste Abweichung in den Wellenlängen der Röhre nicht $0^{mm},1$ beträgt, dem ein absoluter Werth der Schallgeschwindigkeit von nicht $\frac{1}{2}$ Meter entspricht, so wird es später nicht nöthig seyn, die Beob-

1) Dieser Werth ist im Folgenden immer als Schallgeschwindigkeit der freien Luft angenommen. Cf. oben.

achtungen mit allen einzelnen Wellen mitzutheilen, wenn es sich um Aenderungen der Schallgeschwindigkeit von mehreren Metern handelt.

Tabelle IV.

Vergleichung der Schallgeschwindigkeit der Luft in den beiden Wellenröhren des Doppelapparates.

No. des Versuchs	Wahrscheinlichster Werth der Wellenlängen		$R_i - R_r$	$\frac{R_r}{R_i}$	v in R_r , diejenige in $R_i = 332\text{met},8$ gesetzt
	R_i	R_r			
	mm	mm	mm		met
24	45,409	45,315	-0,094	0,99792	332,108
25	45,508	45,453	-0,055	0,99880	332,402
26	45,662	45,666	+0,004	1,00009	332,831
27	45,682	45,751	+0,069	1,00152	333,305
28	45,655	45,707	+0,052	1,00113	333,176
29	45,549	45,511	-0,038	0,99917	332,523
			Mittel:	0,999775	332,725

Ein Fehler, der noch der Methode anhaften konnte, lag in der Benutzung des Pulvers; einen Einfluss desselben auf die Wellenlänge zu vermuthen, lag nicht fern. Ich glaubte mich früher durch Versuche überzeugt zu haben, dafs bei der geringen Menge von Pulver, die überhaupt benutzt wurde, ein merklicher Einfluss einer etwas gröfsern oder kleinern Menge des Pulvers nicht vorhanden war.

Als ich indefs nun mit dem neuen Apparat Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit verschiedener Gase unternahm, gelang es mir, trotz aller Sorgfalt und Mühe nicht, Resultate zu erhalten, die mit denen Dulong's und der Theorie in genauer Uebereinstimmung gewesen wären. Die Gase wurden mit aller Sorgfalt rein dargestellt, als Pulver wurde ganz feiner ausgeglühter Quarzsand benutzt und überhaupt alle möglichen Vorsichtsmafsregeln angewandt. Erst nach Verlust von viel Zeit und Mühe gab ich diese Bestimmungen auf und unternahm eine allgemeine Untersuchung der Umstände, die möglicher Weise die Schallgeschwindigkeit eines Gases in eine Röhre beeinflussen können. Im nächsten Paragraph folgt zunächst eine Uebersicht der behandelten Einflüsse.

§. 6.

Allgemeine Uebersicht der Einflüsse, welche möglicher Weise die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren beeinflussen können.

Bei den oben mitgetheilten Versuchen waren die Wellenröhren auf beiden Seiten des Apparates genau gleich weit, es befand sich genau gleich viel Lycopodium in demselben. Eine kleine Aenderung in der Menge des Pulvers, war freilich wie bereits bemerkt, ohne Einfluß auf die Wellenlänge, größere Massen Pulver verkürzten indeß, wie ich bald erkannte, die Wellenlänge nicht unbeträchtlich.

Es fragt sich ferner, ob bei gleichen Pulvermengen die Wellenlängen auf beiden Seiten des Apparates noch eben so gleich bleiben, wie oben, wenn die Röhrenweite auf einer Seite geändert wird. Ist ein Einfluß der Röhrenweite vorhanden — und einen solchen festzustellen, gelang mir bald —, dann liegt es auch nicht zu fern, zu vermuthen, daß noch andere Umstände, die Bezug auf die Röhre haben, eine Wirkung ausüben könnten. Ich führe folgende Umstände an, deren Wirkung überhaupt möglich schien und die ich einer Untersuchung unterzogen.

- 1) Aenderung der Röhrenweite.
- 2) Aenderung der Pulvermenge.
- 3) Aenderung der Beschaffenheit des Pulvers.
- 4) Verschiedene Beschaffenheit der Röhrenwand.
- 5) Aenderung der Intensität des Tons in denselben Röhren.
- 6) Aenderung der Tonhöhe bei denselben Röhren.
- 7) Aenderung der Art und Weise wie der Ton in die Röhren eintritt, ob nämlich der ganze Querschnitt der Röhre gleichmäßig gestossen wird, oder die Erregung von einem Punkt ausgeht.

Ich habe diese Umstände sämmtlich sehr vielfach untersucht, die Versuche, die ich im Folgenden gebe, bilden indeß eine fortlaufende Reihe, die zum Zwecke einer möglichst gleichmäßigen Uebersicht aufgestellt wurden. *Die mitgetheilten Versuche sind also nicht aus vielen beliebig ausgewählt, sie bilden eine fortlaufende Reihe, aus der nicht*

*ein einziger Versuch, bei dem nicht ein nachweisbares gro-
bes Versehen geschehen war, unterdrückt ist.*

§. 7.

Einfluß der Röhrenweite auf die Schallgeschwindigkeit.

Für alle folgenden Versuche wählte ich fünf verschie-
dene Glasröhren aus, die mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5
bezeichnet wurden. Die Durchmesser der Röhren im Lich-
ten betrugen:

No.	Durchmesser
1	55,0
2	26,0
3	13,0
4	6,5
5	3,5.

Von den Röhren No. 2 bis No. 4 besaß ich je zwei;
sämmliche Röhren mit Ausnahme von No. 1, dessen Wan-
dungen bedeutend dicker waren, hatten eine Wandstärke
zwischen 1 und 2 Millimeter. No. 3 sind die Röhren, die
auch oben bei den Versuchen gebraucht wurden, und die
anfangs allein für den Apparat bestimmt waren. Die Befes-
tigung der weiteren und engeren Röhren an den Apparat
ist aus den Figuren 4 und 5 Taf. IV ersichtlich. — An
eine Seite des Apparates wurde immer dasselbe Rohr ange-
schroben, welches also als Normal oder Vergleichsrohr
diente, auf der andern Seite wurden dann nacheinander die
verschieden weiten Röhren angebracht. Als Normalrohr
diente eins der Rohre No. 3. Dieß wurde gewöhnlich ab-
wechselnd an die linke und rechte Seite befestigt. Die
Röhren wurden möglichst gut ausgetrocknet, möglichst we-
nig Pulver in dieselben gethan, die Luft indeß nicht noch
besonders getrocknet, da dieß für bloße Vergleichen
unnöthig ist. Es wurde auch bei den folgenden Versuchen
nicht ausgeglühter Quarzsand, sondern Lycopodium benutzt,
da mit diesem die Figuren sich am Leichtesten scharf bilden.
Die folgende Tabelle giebt die Versuche, deren jeder ein-
zelne eine Horizontalreihe einnimmt. Mit jedem Rohr sind

zwei Versuche angestellt. Die erste Vertikalreihe gibt wie oben die Nummer des Versuches, die zweite die Röhrenweite, die dritte die halbe Wellenlänge in diesem Rohr $\frac{1}{2}l$, die vierte die halbe Wellenlänge in dem Normalrohr $\frac{1}{2}l$, die fünfte das Verhältniß $\frac{l'}{l}$ also die Schallgeschwindigkeiten in den verschiedenen Röhren bezogen auf die des Normalrohrs als Einheit. Die für die Wellenlängen angegebenen Zahlen sind die einfachen Mittel von 10 bis 16 gemessenen Wellen; die wahrscheinlichsten Werthe zu berechnen, schien mir nach den Versuchen von S. 361 überflüssig.

Tabelle V.

Einfluß der Röhrenweite auf die Schallgeschwindigkeit der Luft.

Versuche mit dem Doppelapparat, bei dem die tönende Röhre ihren zweiten Ton giebt.

No. des Versuchs	Durchmesser der Röhren	$\frac{1}{2}l'$	$\frac{1}{2}l$	v ; diejenige des Normalrohrs = 1. $\frac{l'}{l}$	Mittel
82	3,5	44,60	45,85	0,97274	0,96666
83	"	43,85	45,65	0,96057	
97	6,5	45,26	45,75	0,98929	0,99170
98	"	45,50	45,77	0,99410	
60	13,0	45,60	45,69	0,99803	0,99957*)
61	"	45,80	45,75	1,00109	
80	26,0	46,08	45,73	1,00765	1,00842
81	"	46,13	45,71	1,00919	
95	55,0	46,25	45,83	1,00917	1,00885
96	"	46,20	45,81	1,00852	

*) Müßte gleich 1,00000 seyn; die Abweichung liegt innerhalb der Fehlergränze.

Aus den Versuchen sieht man, daß mit Abnahme des Röhrendurchmessers die Wellenlänge und somit die Schallgeschwindigkeit continuirlich abnimmt. Die Differenz der Wellenlänge im weitesten Rohr und demjenigen vom Durch-

messer 26^{mm} liegt indess völlig innerhalb der Beobachtungsfehler. Der Unterschied im engsten und weitesten Rohr ist dagegen sehr beträchtlich. Die Geschwindigkeiten stehen hier im Verhältniß der Zahlen

$$0,96666 : 1,00885.$$

Die Differenz beträgt also etwas über 4 Proc. des absoluten Werthes.

Es war nun zunächst nöthig zu erfahren, ob und wie weit diese Verringerung der Schallgeschwindigkeit sich ändert, wenn die Wellenlänge des erregenden Tones größer oder kleiner ist. Zu dem Ende wurde die tönende Röhre aus dem Apparate herausgenommen, auf $\frac{1}{6}$ von ihren Enden eingeklemmt, so daß sie in der einen Hälfte des mittleren Stückes gerieben, ihren dritten Ton gab. Ueber die freien Enden wurden alsdann die Röhren *ad* und *bc* Fig. 2 Taf. IV geschoben und geeignet auf der Röhre mit Kautschuck befestigt.

Die Anordnung der Versuche war dann ganz wie oben, nur die Wellenlänge in der Luft war statt etwa 45^{mm} etwa 30^{mm}.

Die folgende Tabelle ist nach dem für Tabelle V Gesagten ohne Weiteres verständlich.

Tabelle VI.

Versuche bei denen die tönende Röhre ihren dritten Ton gab.

No. des Versuches	Durchmesser der Röhren	$\frac{1}{2} l'$	$\frac{1}{2} l$	v ; diejenige des Normalrohres = 1. $\frac{l'}{l}$	Mittel
133	6,5	30,69	30,94	0,99192	0,99176
134	»	30,67	30,93	0,99159	
—	13,0	—	—	—	1,00000*)
—	»	—	—	—	
135	26,0	31,10	30,89	1,00912	1,00781
136	»	30,98	30,78	1,00650	
137	55,0	31,20	30,97	1,00743	1,00583
138	»	30,97	30,84	1,00422	

*) Mit dem Rohr *d* = 13,0 sind keine Versuche angestellt, und daher die Schallgeschwindigkeit genau gleich 1 gesetzt.

Auch hier nimmt mit dem Durchmesser der Röhre die Schallgeschwindigkeit ab, indess nicht ganz so stark als in Tab. V. Bei dem 55^{mm} und dem 26^{mm} weiten Rohr ist wieder keine Abnahme vorhanden, im Gegentheil ist die Schallgeschwindigkeit im letzteren Rohr etwas gröfser als in dem weitesten, indess liegt die Differenz innerhalb der Beobachtungsfehler.

Um eine gröfsere Wellenlänge des erregenden Tones zu haben, konnte entweder eine gröfsere tonerregende Röhre benutzt werden, oder der Grundton der bisherigen. Ich wählte den letzteren. Es konnten nun freilich keine correspondirenden Beobachtungen in der Weise des Doppelapparates gemacht werden, da das eine Ende des tönenden Stabes zum Reiben frei bleiben mufste. Es war daher nöthig, ohne das Normalrohr die Versuche mit den verschiedenen Wellenröhren *nacheinander* anzustellen und von den kleinen Ton- und Temperaturänderungen, die von einem Versuch zum andern eintreten können, abzusehen. Das Rohr wurde in der Mitte passend eingeklemmt, das übergeschobene reichte jetzt bis zur Mitte und war hier mit Kautschuck befestigt. Die folgende Tabelle VII enthält die angestellten Versuche. Die Versuche 149*a* bis 152 sind nacheinander gemacht, so dafs die Temperatur der Luft des Zimmers während des kurzen Zeitraums der Versuche nahe dieselbe blieb. — Die Versuche 141, 139, 140 sind an einem andern Tage angestellt, sind also wegen der verschiedenen Temperatur mit den andern nicht vergleichbar, und daher allein berechnet. Die vierte Columnne giebt ebenso wie in den obigen Tabellen VI und VII, die Schallgeschwindigkeiten in den einzelnen Röhren bezogen auf die des Rohres No. 3 als Einheit.

Man sieht Versuch 150 und 140 ebenso 152 und 141 stimmen unter einander in den Gränzen der Beobachtungsfehler.

Tabelle VII.

Versuche bei denen die tönende Röhre ihren ersten Ton gab.

No. des Versuchs	Durchmesser der Röhre	$\frac{1}{2}l'$	v , die des Rohres No. 3 ($d = 13\text{mm}$) = 1 gesetzt
	m		
151	3,5	86,70	0,92628
152	6,5	91,96	0,98248
149	13,0	93,60	1,00000
150	26,0	94,45	1,00908
149 a	55,0	94,47	1,00930
141	6,5	90,70	0,97815
139	13,0	92,72	1,00000
140	55,0	93,70	1,01090

Auch hier nimmt mit dem Durchmesser des Rohres die Schallgeschwindigkeit ab, und zwar in höherem Maasse als in den Versuchen der Tab. V und VI.

Zur Uebersicht stelle ich die Resultate der drei Versuchsreihen in folgender kleinen Tabelle zusammen:

Tabelle VIII.

Schallgeschwindigkeiten der Luft in Röhren von verschiedenem Durchmesser bei verschiedenen Wellenlängen, bezogen auf ein Rohr von 13^m,0 Durchmesser als Einheit.

Durchmesser der Röhren	Halbe Wellenlängen der Töne ungefähr		
	90 ^{mm}	45 ^{mm}	30 ^{mm}
55,0	1,01010	1,00885	1,00583
26,0	1,00908	1,00842	1,00781
13,0	1,00000	1,00000	1,00000
6,5	0,98031	0,99170	0,99176
3,5	0,92628	0,96666	

Das Ergebniss derselben ist:

Mit dem Durchmesser eines Rohres nimmt die Schallgeschwindigkeit der Luft in demselben ab, die Gröfse dieser Abnahme ist ausserdem bedingt durch die Wellenlänge des benutzten Tones; bei gleichen Röhren wächst die Abnahme

mit der Wellenlänge. Die Abnahme der Geschwindigkeit wird aber erst von einem bestimmten Durchmesser an merklich (in unsern Versuchen von 26^{mm} an abwärts). In weiteren Röhren ist die Geschwindigkeit gleich, wächst also nicht mehr mit dem Durchmesser.

Ohne fürs Erste den Grund der Einwirkung der Röhrenweite näher zu untersuchen, scheint es doch völlig unbedenklich, anzunehmen, daß, da von einem gewissen Durchmesser an die Röhrenweite ohne Einfluß ist, der Schall sich in Röhren von dieser Weite an, ebenso wie im freien Raum fortpflanze. Man kann daher gewiß sehr genähert annehmen, daß in den weitesten Röhren die Geschwindigkeit des Schalles derjenigen des unbegrenzten Raumes gleich sey, also wie wir oben angenommen bei $0^\circ = 332,8$ Met. Alsdann kann man die Geschwindigkeiten in den andern Röhren ihrem absoluten Werthe nach aus der Tabelle VIII leicht finden; sie sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle IX.

Schallgeschwindigkeiten der Luft in Röhren von verschiedenem Durchmesser bei verschiedenen Wellenlängen, diejenige der weitesten Röhre gleich 332,8 Meter gesetzt.

Durchmesser der Röhren	Halbe Wellenlängen der Töne ungefähr		
	90 ^{mm}	45 ^{mm}	30 ^{mm}
	met	met	met
55,0	332,80	332,80	332,80
26,0	332,73	332,66	333,45
13,0	329,47	329,88	330,87
6,5	323,00	327,14	328,14
3,5	305,42	318,88	

Man sieht es handelt sich hier um viele Meter Differenz. Den wahrscheinlichen Grund der Erscheinung werden wir später in Verbindung mit den Resultaten der andern Versuche besprechen, nur einiges in Bezug auf dieselben will ich hier sogleich erwähnen.

Zuerst ist zu beachten, daß eine Verringerung der Schall-

geschwindigkeit schon merklich wird, wenn der Durchmesser des Rohres nahe gleich der Viertelwelle des benutzten Tones ist (z. B. $d = 13^{\text{mm}} \frac{1}{2} = 30^{\text{mm}}$). Ist aus diesen Versuchen mit kurzen Wellenlängen zu schliessen auf Töne mit gröfseren, so müßten für irgend tiefere Töne die Röhren außerordentlich weit seyn, wenn die Schallgeschwindigkeit nicht geändert werden soll. *In allen unsern musikalischen Instrumenten, bei denen eine Luftsäule der tönende Körper ist, ist der Durchmesser des Rohres meist klein gegen die Wellenlängen der Töne des Instrumentes, in allen tritt daher eine Verringerung der Schallgeschwindigkeit ein.*

Alle Bestrebungen die Töne schwingender Luftsäulen (offene oder gedackte Pfeifen) mit der Theorie in Einklang zu bringen, sind daher fruchtlos, wenn man die Schallgeschwindigkeit des freien Raumes und nicht die, immer erst speciell zu ermittelnde, des bestimmten Rohres zu Grunde legt.

Es ist schon oben erwähnt, dafs bei dem Apparate die »Wellenröhren« nicht selbst mittönen und es ist auch anzunehmen, dafs ihre Wandungen in Bezug auf die Schwingungen der Luft als vollkommen fest anzusehen sind. Ich habe mich noch direkt überzeugt, dafs bei gleichem Röhrendurchmesser eine gröfsere oder geringere Wandstärke des Glases auf die Wellenlänge der Luft ohne jeden Einflufs war.

Ferner ist noch zu bemerken, dafs im Obigen das Verhältnifs der Wellenlängen direkt als das Verhältnifs der Schallgeschwindigkeiten genommen ist. Es könnte scheinen, als bedürfe dies einer Rechtfertigung, in dem doch möglicher Weise in den verschiedenen Röhren nicht sowohl die Schallgeschwindigkeit als vielmehr die Tonhöhe geändert sey. Es ist indess aus den einfachsten Principien der Akustik *a priori* klar, dafs dies letztere nicht der Fall seyn kann. Freilich kann der Ton des tönenden Glasrohres durch den verschiedenen Widerstand der Luft, der bei den verschiedenen Versuchen je nach den Dimensionen des

Wellenrohrs auf die Enden desselben ausgeübt wird, etwas geändert werden; dieß ist aber für uns gleichgültig, der Stab sendet in einem Versuch nach beiden Seiten genau denselben Ton aus, und in dem engen Rohr der einen Seite ist daher genau derselbe Ton wie in dem weiteren der andern.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

II. Ueber die Ausdehnung starrer Körper. Zweite Abhandlung von Hrn. H. Fizeau.

(*Compt. rend. T. LXVI, p. 1005 et 1072.*)

Erster Artikel.

In dieser Arbeit beehre ich mich der Akademie meine Untersuchungen über die Wärme-Ausdehnung starrer, besonders krystallisirter, Körper vorzulegen.

Nachdem ich eine große Anzahl neuer Körper in den mannigfaltigsten Richtungen untersucht habe, um ein anscheinend allgemeines Gesetz der dabei auftretenden Erscheinungen festzustellen, und nachdem es mir überdies, Dank den Rathschlägen des Hrn. Des Cloizeaux, in neuerer Zeit gelungen ist, verwickeltere Krystalle der schiefen Systeme mit Sicherheit zu beobachten, kann ich gegenwärtig, die in meiner ersten Abhandlung ¹⁾ ausgesprochenen theoretischen Ansichten ausführlicher und auf Erfahrung gestützt, auseinander setzen.

Zuvörderst ist es aber gut einige Bemerkungen und Principien auszusprechen, die geeignet sind, Einwürfe zu widerlegen, welche man gegen die Regelmäßigkeit und Beständigkeit der in Rede stehenden Erscheinungen machen könnte.

1) Siehe d. Ann. Bd. CXXVIII, S. 564.

Alle Beobachtungen zeigen übereinstimmend, daß das Phänomen der Volumsänderung eines Körpers durch die Wärme, sey es eine Ausdehnung oder eine Zusammenziehung, immer in continuirlicher Weise und mit ganz ähnlicher Regelmäßigkeit wie die Temperaturveränderungen geschieht, so daß dieselben Volume immer constant und identisch denselben Temperaturen entsprechen.

Daher muß man jede Voraussetzung von plötzlichen, zufälligen und gleichsam eigensinnigen Variationen bei dieser Klasse von Phänomenen verwerfen, ebenso gut wie die Existenz von langsamen Variationen, die sich mit der Zeit in dem numerischen Werthe der Ausdehnungscoëfficienten etwa erzeugten.

Zur Stütze der Unveränderlichkeit dieser Coëfficienten kann ich zwei mit besonderer Sorgfalt, in dem Zwischenraum eines Jahres, an einem und demselben Quarzkrystall angestellte Beobachtungen anführen. Der Krystall lag dabei auf demselben Platindreifuß, der während der Zeit mehrere hundert Temperaturwechsel von 7 bis 80° C. erlitten hatte. Diese beiden Coëfficienten entsprechen der Richtung der Krystallaxe

Erste Bestimmung $\alpha = 0,0000078118$

Zweite Bestimmung $\alpha = 0,0000078117$.

Als ich in der schon erwähnten früheren Arbeit versuchte, die damals bekannten Erscheinungen bei der Ausdehnung der Krystalle verschiedener Krystallsysteme mit einander zu verknüpfen, konnte die noch sehr beschränkte Zahl von Beobachtungen wohl ein einfaches und allgemeines Gesetz voraussetzen lassen, gestattete aber nicht, es mit hinreichender Strenge festzustellen. Geleitet indeß durch die Analogien, welche zwischen den Hauptcharakteren dieser Phänomene und denen der Phänomene, welche die Fortpflanzung von Licht und Wärme in ihren Beziehungen zur allgemeinen Symmetrie der Krystalle darbieten, schon mit Evidenz hervorleuchten, bin ich eingetreten in die Bahn, welche uns schon längst durch die berühmten Arbeiten Fresnel's über die Fortpflanzung des Lichts eröffnet und

von Senarmont bei Gelegenheit seiner Entdeckungen über die ungleiche Fortpflanzung der Wärme in denselben Körpern mit Glück verfolgt worden ist. Und ebenso, wie es für diese beiden Klassen von Phänomenen geglückt ist, alle beobachteten Thatsachen durch sehr allgemeine Betrachtungen unter sich zu verknüpfen, ebenso kann man bei den Phänomenen der Ausdehnung das Gesetz der Veränderungen, welche die Ausdehnungen in ihren numerischen Werthen zeigen, wenn man sie nach verschiedenen Richtungen auffasst, durch analoge Betrachtungen ausdrücken. Es giebt also drei wohl unterschiedene physische Phänomene, die sich auf analoge theoretische Ansichten zurückführen lassen, nämlich: Fortpflanzung des Lichtes, Fortpflanzung der Wärme in Krystallen, und Wärme-Ausdehnung der Krystalle selbst; und diese theoretischen Ansichten sind genau von gleicher Natur mit denen, welche die Mathematiker beim Studium der ellipsoïdischen Flächen benutzen. Wirklich dient bei theoretischer Erklärung dieser drei Ordnungen von Phänomenen ein und dasselbe Princip als gemeinschaftlicher Ausgangspunkt, nämlich die Betrachtung der drei Hauptrichtungen oder rechtwinkligen Axen, die mit wohl definirten physischen und geometrischen Eigenschaften begabt sind, und rings um welche sich die Gesammtheit der Phänomene als strenge Folgerungen und unter den mannigfaltigsten Aeußerungen gruppirt.

Ich brauche hier bloß den Begriff dieser Axen in Bezug auf die uns beschäftigenden Ausdehnungsphänomene zu definiren und zu präcisiren; späterhin werde ich eine gewisse Zahl von Versuchen beibringen, welche, glaube ich, evident beweisen, daß diese Axen wirklichen und wohl unterschiedenen physischen Eigenschaften entsprechen, welche nicht erlauben, sie als eine bloße geometrische Fiction zu betrachten, geeignet die Data der Erfahrung empirisch zu gruppiren. Sie sollen von nun an mit dem Namen *Ausdehnungsaxen* belegt werden. Der in meiner ersten Abhandlung gebrauchte Ausdruck *Elasticitätsaxen* ist in Folge der an schiefen Krystallen beobachteten Resultate unzulänglich geworden; denn

man wird weiterhin erschen, dafs bei diesen Krystallen die drei Axen-Arten, welche den drei vorhin erwähnten Klassen von Phänomenen eigen sind, einander nicht mehr überdecken wie bei den übrigen Krystallsystemen, sondern dafs sie in Wirklichkeit von einander getrennt sind, oft um bedeutende Winkeldistanzen.

In meiner ersten Abhandlung habe ich gezeigt, dafs wenn man den Werth der Ausdehnung eines Krystalls nach irgend einer Richtung, bezogen auf drei rechtwinklige Ausdehnungsaxen, auf eine allgemeine Weise auszudrücken versucht, man zu einer sehr einfachen Formel gelangt, welche blofs die Quadrate der Cosinus der mit den drei Axen gemachten Winkeln, so wie die drei diesen Axen entsprechenden Haupt-Ausdehnungscoëfficienten enthält.

Allein es ist wichtig zu bemerken, dafs das Raisonement, welches zu diesem Resultate geführt hat, in Wirklichkeit auf dem folgenden Princip beruht.

Wie verwickelt die Krystallform auch sey, wie mannigfaltig die in verschiedenen Richtungen des Krystalls beobachteten Ausdehnungen auch seyn mögen, hier selbst Zusammenziehungen, dort Ausdehnungen, so giebt es doch in Wahrheit nur drei primitive von einander unabhängige Ausdehnungen, welche sich blofs in drei festen, unter sich rechtwinkligen Richtungen äufsern; das sind die drei Ausdehnungsaxen. In jeder anderen Richtung als diese beobachtet man nur die gleichzeitigen Effecte dieser drei primitiven Ausdehnungen, welche sich immer individuell äufsern, nach ihren Intensitäten und ihren eignen Richtungen, auch auf constante Weise für die Längen-Einheit.

Man kann hinzufügen, dafs, da alle elementaren Theile des Krystalls unter sich identisch sind, diese Axen nicht durch drei Linien von bestimmter Lage im Innern des Krystalls repräsentirt werden, sondern in Wirklichkeit durch drei rechtwinklige Systeme von Parallellinien, betrachtet in jedem der inneren Punkte.

Um vollends anzugeben, was als wesentlich erscheint in diesen sonderbaren Eigenschaften, welche gewissermaafsen

eine ternäre Disposition in den Elementen der krystallisirten Materie zu verrathen scheinen, erübrigt noch zu sagen, worin jede der drei Haupt-Ausdehnungen abweichen muß von jeder anderen resultirenden Ausdehnung, oder, mit anderen Worten, was das unterscheidende Kennzeichen einer Ausdehnungsaxe sey.

Man denke sich eine isolirte Kugel in der Materie des Krystalls bei einer gewissen Temperatur; wenn man sie erhitzt, wird die Kugel sich nach ihren verschiedenen Radien ungleich ausdehnen und im allgemeinsten Fall eine ellipsoïdische Gestalt annehmen. Allein es wird immer drei unter sich rechtwinklige Durchmesser geben, an deren Enden die Verschiebung eines auf der Kugeloberfläche gelegenen Punktes nach einer radialen Richtung geschieht, d. h. nach der Verlängerung des Radius selbst, ohne seitliche Verschiebung.

Dies ist der wahre Charakter der Ausdehnungsaxe und das Princip der geometrischen Construction, aus welcher ich in meiner ersten Abhandlung die Formel ableitete, welche wir hier untersuchen wollen.

Ich werde nun die Resultate der Versuche beibringen, welche gemacht wurden, um die Genauigkeit der allgemeinen Formel in mehrern ihrer wichtigsten Folgen zu controliren, und dabei die entschiedensten und der Beobachtung zugänglichsten Phänomene in den verschiedenen Krystallsystemen aufsuchen.

Bezeichnet man mit D den Ausdehnungscoefficienten für irgend eine Richtung, welche mit den drei Ausdehnungsaxen die gegebenen Winkel $\delta, \delta', \delta''$ macht, und nennt $\alpha, \alpha', \alpha''$ die den drei Axen entsprechenden Ausdehnungscoefficienten, so hat man folgende Relation:

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' \cos^2 \delta' + \alpha'' \cos^2 \delta'' \quad . \quad . \quad (1)$$

allein zugleich hat man die bekannte Relation, welche ausdrückt, daß die drei Winkel $\delta, \delta', \delta''$ sich auf drei rechtwinklige Axen beziehen:

$$\cos^2 \delta + \cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'' = 1 \quad . \quad . \quad (2).$$

Kubisches System. — Die allgemeinen Kennzeichen und

die Eigenschaften dieses Krystallsystems führen dahin, die drei Hauptausdehnungen als einander gleich zu betrachten, d. h.

$$\alpha = \alpha' = \alpha''$$

alsdann wird die Gleichung (1):

$$D = \alpha (\cos^2 \delta + \cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'')$$

und wegen der Gleichung (2)

$$D = \alpha,$$

d. h. die Ausdehnung ist constant, unabhängig von der betrachteten Richtung und immer gleich derjenigen nach den Axen, deren Lage nicht durch einen Unterschied in den Ausdehnungen errathen werden kann, und deshalb als unbestimmt betrachtet werden muß.

Hier mehr Beobachtungen an Krystallen dieses Systems. Diese und die folgenden Zahlen repräsentiren die lineare Ausdehnung für die Längen-Einheit, für einen Grad, und für den Punkt $\vartheta = 40^\circ$ der Thermometerskala.

Flussspath. — Lothrecht auf einer octaëdrischen Spaltungsfläche:

$$\alpha = 0,00001911$$

$$\alpha = 0,00001910;$$

auf einer Würfelfläche (eines anderen Krystalls)

$$\alpha = 0,00001910$$

auf einer Fläche, die 5° geneigt gegen eine Würfelfläche (eines anderen Krystalls) geschnitten war

$$\alpha = 0,00001915.$$

Bleiglanz. — Lothrecht auf einer kubischen Spaltungsfläche:

$$\alpha = 0,00002014,$$

auf einer künstlichen Octaëderfläche:

$$\alpha = 0,00002014$$

Schwefelkies. — Lothrecht auf einer natürlichen Würfelfläche:

$$\alpha = 0,00000907,$$

auf einer künstlichen Fläche an einer Gruppe peruanischer Krystalle ohne gemeinsame Richtung

$$\alpha = 0,00000908.$$

Rothkupfererz. — Lothrecht auf einer Fläche des Rhombendodecaëders:

$$\alpha = 0,00000093;$$

auf einer gegen die vorhergehende rechtwinklige Fläche

$$\alpha = 0,00000093;$$

auf einer künstlichen Fläche an einer Gruppe von Krystallen ohne gemeinsame Richtung

$$\alpha = 0,00000093.$$

Gerades prismatisches System mit quadratischer Basis und hexagonales oder rhomboëdrisches System. — Diese beiden in krystallographischer Hinsicht verschiedenen Systeme, haben in Bezug auf optische Erscheinungen, Wärmeleitung und Ausdehnungsweise gemeinsame Kennzeichen, was abzuhängen scheint von der symmetrischen Structur, welche sie rings um eine krystallographische Hauptaxe darbieten. Die Ausdehnungen sind hier ungleich in den verschiedenen Richtungen und die aus der Symmetrie der Structur gezogenen Schlüsse zeigen, daß eine der Ausdehnungsaxen mit der krystallographischen Hauptaxe zusammenfallen muß, während die beiden anderen darauf senkrecht sind. Nimmt man aus denselben Symmetrie-Gründen an, daß die den beiden letzteren Ausdehnungsaxen entsprechenden Coëfficienten gleich seyen oder $\alpha' = \alpha''$, so wird die Gleichung (1):

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' (\cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'')$$

aber die Gleichung (2) giebt:

$$\cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'' = 1 - \cos^2 \delta = \sin^2 \delta;$$

man hat also (da α die Ausdehnung für die erste Axe ist)

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' \sin^2 \delta.$$

Betrachtet man irgend eine, auf der ersten Axe lothrechte Richtung, was giebt:

$$\delta = 90^\circ; \cos^2 \delta = 0; \sin^2 \delta = 1,$$

so reducirt sich die Gleichung auf

$$D = \alpha'$$

d. h. in jeder auf der ersten Axe (welche mit der Symmetrie-Axe zusammenfällt) winkelrechten Richtung ist die Ausdehnung constant und es ist nicht möglich die Ausdehnungsaxen zu unterscheiden.

Für jede Richtung, welche mit der Axe den Winkel $\delta = 54^\circ 44'$ macht, hat man

$$\cos^2 \delta = \frac{1}{3} \text{ und } \sin^2 \delta = \frac{2}{3}$$

und die Gleichung (3) wird:

$$D = \frac{\alpha + 2\alpha'}{3}$$

Mannigfache Versuche wurden an verschiedenen Krystall-species gemacht, um die Richtigkeit dieser merkwürdigen, aus der Theorie sich ergebenden Eigenschaft zu prüfen, einer Eigenschaft, die sich folgendermaßen aussprechen läßt: Alle Krystalle von der Form eines geraden Prismas, eines Rhomboëders oder regelmäßigen Hexagons, so wie alle aus diesen Formen Abgeleiteten, müssen in einer (für alle diese Krystalle gleichen) Richtung, welche mit der krystallographischen Hauptaxe den Winkel $54^\circ 44'$ (für welchen $\cos^2 \delta = \frac{1}{3}$ ist) bildet, genau das Drittel der kubischen Ausdehnung oder die mittlere lineare Ausdehnung des Krystalls darbieten.

Ich habe früher gezeigt, daß im allgemeinsten Fall dieser Bedingung genügt seyn muß durch die Normalen auf den Flächen eines gehörig orientirten regelmäßigen Octaëders. In dem Fall, der uns beschäftigt, muß dieses Octaëder von mittlerer Ausdehnung gedacht werden, als falle eine seiner Axen mit der Hauptaxe des Krystalls zusammen; die beiden andern können beliebig gerichtet seyn.

Um einen entscheidenden Vergleich der Erfahrung mit dem theoretischen Resultat anzustellen, muß man offenbar die drei Ausdehnungen α , α' , α'' in folgenden drei Richtungen messen; die erste in paralleler, die zweite in winkelrechter Richtung zur krystallographischen Hauptaxe, und die dritte unter dem Winkel von $54^\circ 44'$ gegen dieselbe Axe; die beiden letzten Richtungen können rings um dieselbe Axe in jeglichem Azimut liegen.

Unter diesen Umständen ist die kubische Ausdehnung:

$$\alpha^{\text{kub}} = \alpha + 2\alpha',$$

die mittlere lineare Ausdehnung;

$$\alpha^{\text{lin}} = \frac{\alpha + 2\alpha'}{3}$$

und der Theorie wird nur genügt seyn, wenn dieser letzte Werth zusammenfällt mit dem direct für α^m gefundenen, d. h. wenn man hat

$$\alpha^m = \alpha^{\text{lin}}.$$

Hier die Resultate der Beobachtung; α ist die Ausdehnung der krystallographischen Hauptaxe; α' die winkelrecht zu dieser Axe; α^{lin} die aus α und α' abgeleitete mittlere lineare Ausdehnung; α^m die beim Winkel $54^\circ 44'$ (mit einer Unsicherheit von $5'$ bis $10'$ im Schnitt) beobachtete Ausdehnung.

Zirkon aus Sibirien (Gerades Prisma mit quadratischer Basis)

$$\alpha = 0,0000443$$

$$\alpha' = 0,0000233$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,0000303$$

$$\alpha^m = 0,0000304$$

Smaragd (Beryll) (Hexagonal)

$$\alpha = -0,00000106$$

$$\alpha' = 0,00000137$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00000056$$

$$\alpha^m = 0,00000057$$

Kalkspath (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00002621$$

$$\alpha' = -0,00000540$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00000514$$

$$\alpha^m = 0,00000507$$

Quarz (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00000781$$

$$\alpha' = 0,00001419$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00001206$$

$$\alpha^m = 0,00001206$$

Wismuth (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00001621$$

$$\alpha' = 0,00001206.$$

Die dritte Beobachtung wurde normal zu einer natürlichen Fläche des Rhomboëders d. h. bei einem Winkel von

56° 24' mit der Hauptaxe gemacht. Die entsprechende Rechnung geschah mittelst der Formel (3)

Berechnung . . . $\alpha = 0,00001334$

Beobachtung . . . $\alpha = 0,00001338.$

System des geraden rhombischen Prismas. — Da die Lage der Ausdehnungsaxen immer der krystallinischen Structur untergeordnet seyn muß, so ist anzunehmen, daß gleichen Richtungen in Bezug auf die Symmetrie der Flächen auch gleiche Ausdehnungen entsprechen, ein Satz der unmittelbar dahin führt, die drei Ausdehnungsaxen in diesem Systeme als parallel liegend den drei krystallographischen Axen festzustellen.

In der That, denkt man sich ein rechtwinkliges Parallelepipedon über die drei krystallographischen Axen als Kanten construirt, so sieht man sogleich, daß bei der Ausdehnung dieses Körpers die Verschiebung irgend eines Punktes auf einer seiner Flächen nur parallel der auf dieser Fläche lothrechten Kante geschehen kann, ohne seitliche Abweichung, was der Charakter der axialen Ausdehnung ist. Denn, wenn es anders wäre, wenn die Verschiebung nach einer gewissen geneigten Richtung geschähe, so brauchte man nur den Krystall durch eine hemitrope Bewegung in der Ebene der betrachteten Fläche um 180° zu drehen, um eine andere Richtung zu finden, deren krystallographische Beziehungen dieselben seyn würden, und nach welcher also dieselbe Neigung sich einstellen müßte.

Dieselbe Betrachtungsweise kann angewandt werden zur Bestimmung der Lage der ersten Axe in dem vorhin betrachteten geraden Prisma mit quadratischer Basis, so wie in dem hexagonalen Prisma; beim Rhomboëder gelangt man zu einem analogen Schlufs, sobald man nur den Krystall zwei successive Drehungen von 120° machen läßt.

Zweiter Artikel.

Aus dem am Schlusse des ersten Artikels Gesagten ersieht man, daß in dem rhombischen System die Ausdehnungsaxen zusammenfallen müssen mit den krystallographischen

Axen. Ueberdies weiß man, gilt dasselbe von der optischen Elasticität (Mittellinien der optischen Axen) und von der Wärmeleitungsfähigkeit. Die drei Klassen von Erscheinungen sind also hier auf gleiche Weise orientirt.

Wie vorausszusehen war, sind die Werthe der drei Hauptausdehnungen unter sich verschieden, und in den intermediären Richtungen beobachtet man die mannigfaltigsten Ausdehnungen.

Für diese Krystalle gilt die Formel (1) in ihrer ganzen Allgemeinheit. Setzt man $\delta = \delta' = \delta''$, so giebt die Relation (2)

$$\cos^2 \delta = \frac{1}{3}; \delta = 54^\circ 44',$$

allein alsdann reducirt sich die Gleichung (1) auf:

$$D = \frac{\alpha + \alpha' + \alpha''}{3}$$

und dieß ist das Drittel der kubischen Ausdehnung oder die mittlere lineare Ausdehnung des Krystalls.

In der ersten Abhandlung erklärte ich, wie diese Richtung, die mit jeder der drei Ausdehnungsaxen den Winkel $54^\circ 44'$ macht, zu einem regelmässigen Octaëder führt, zu einem Octaëder der mittleren Ausdehnung von solcher Lage in dem Krystall, daß seine Flächen eine gleiche Neigung gegen die drei Ausdehnungsaxen haben und die Eigenschaft besitzen, lothrecht auf jede seiner Flächen die mittlere Ausdehnung des Krystalls zu geben.

Um diese theoretischen Deductionen zu prüfen, muß man in einem Krystall vier Ausdehnungen α , α' , α'' und α^m bestimmen, die drei ersten nach den Ausdehnungsaxen, die letztere nach dem Winkel von $54^\circ 44'$ mit diesen Axen.

Alsdann wird die kubische Ausdehnung des Krystalls:

$$\alpha^{\text{cub}} = \alpha + \alpha' + \alpha'',$$

die mittlere lineare Ausdehnung:

$$\alpha^{\text{lin}} = \frac{\alpha + \alpha' + \alpha''}{3}$$

und wenn die Theorie richtig ist, muß man die Gleichheit haben:

$$\alpha^m = \alpha^{\text{lin}}$$

d. h. die direct nach dem Winkel $54^{\circ} 44'$ gefundene Ausdehnung muß dieselbe Zahl geben wie die mittlere lineare Ausdehnung, die aus den drei, nach den Axen gemessenen Ausdehnungen abgeleitet worden ist.

Diese Beobachtungen wurden am *Aragonit* und am *Topas* gemacht. Die erstere enthielt einige hemitropische Lamellen, der letztere war rein und homogen.

Nennen wir *erste Axe* diejenige, welche mit der Mittellinie des scharfen Winkels der optischen Axen zusammenfällt; *zweite Axe* diejenige, welche mit der Mittellinie des stumpfen Winkels der optischen Axen zusammenfällt, und *dritte Axe* diejenige, welche auf der Ebene der beiden anderen Axen winkelrecht ist. Seyen ferner α , α' , α'' die Ausdehnungen nach der *ersten*, *zweiten* und *dritten* *Axe*, α^{lin} die aus diesen Ausdehnungen abgeleitete mittlere, und α^{m} die auf einer Fläche des Octaëders der mittleren Ausdehnung d. h. unter $54^{\circ} 44'$ gegen die drei Axen beobachtete Ausdehnung.

Aragonit (gerades rhombisches Prisma)

$$\alpha = 0,00003460$$

$$\alpha' = 0,00001719$$

$$\alpha'' = 0,00001016$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00002065$$

$$\alpha^{\text{m}} = 0,00002031.$$

Topas (gerades rhombisches Prisma)

$$\alpha = 0,00000592$$

$$\alpha' = 0,00000484$$

$$\alpha'' = 0,00000414$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00000497$$

$$\alpha^{\text{m}} = 0,00000497.$$

System des schiefen rhombischen Prismas oder klinorhombisches System. — Die Complication der Formen dieser Krystalle, die Eigenthümlichkeiten ihrer optischen und ihrer thermischen Eigenschaften geben dem Studium der Ausdehnung derselben ein besonderes Interesse. Betrachtet man nämlich hier blofs die dem Versuche zugänglichsten Krystalle, die des einfach schiefen Systems, so hat man zu

untersuchen, ob man dabei dasselbe Ausdehnungsgesetz antreffe, wie bei den Systemen einer weniger verwickelten Symmetrie, und wenn das der Fall, welche Lage die drei rechtwinkligen Ausdehnungsaxen gegen die geneigten krystallographischen Axen haben könnten.

Fig. 4 Taf. I stellt die Grundform eines zu diesem System gehörigen Krystals vor, nämlich die des Feldspaths. Der schiefe Winkel von $116^{\circ} 7'$ ist charakteristisch für diese Mineralspecies; er schwankt innerhalb ziemlich weiter Gränzen für die übrigen Substanzen dieses Krystalldystems, ist aber für jede derselben constant. Man braucht diesem Winkel nur einen Werth von 90° zu geben, um auf das vorhergehende System, das des geraden rhombischen Prismas zurückzukommen. Um das Daseyn und die Lage der Ausdehnungsaxen zu erweisen, wurde folgender Weg eingeschlagen.

Betrachten wir die Symmetrie-Ebene ph , welche den Körper in zwei nicht überdeckbare, symmetrische Hälften zerschneidet, so werden wir dahin geführt, das Daseyn einer auf dieser Ebene winkelrechten Ausdehnungsaxe anzunehmen, und zwar aus dem schon beim geraden Prisma angeführten Grunde, daß eine Drehung von 180° einer der Hälften des Krystals auf der anderen nichts an den krystallographischen Beziehungen seiner Theile ändert. Wenn eine der Axen (schon als *erste Axe* bezeichnet) winkelrecht zur Symmetrie-Ebene ist, liegen die beiden anderen nothwendig in dieser Ebene, aber in einer unbekannten Richtung, die wir weiterhin zu bestimmen suchen werden.

Um diesen ersten Punkt zu verificiren, machte ich zwei Beobachtungen an einem Gypskrystal, bei dem die durch die vorwaltende Spaltbarkeit so scharf angegebene Symmetrie-Ebene sehr sichere Orientirungen gestattet. Die beiden in Rede stehenden Richtungen waren auf der Symmetrie-Ebene gleich geneigt, lagen ähnlich rechts und links von dieser Ebene, wie die Normalen der Flächen m, m (Fig. 4). Klar ist, daß in diesem Fall, wenn die erste Axe die angezeigte Lage recht hat, wie auch übrigens die beiden anderen

gelegen seyn mögen, die betrachteten beiden Richtungen immer gleich geneigt gegen jede der drei Axen seyn werden und deshalb zwei gleiche Ausdehnungen darbieten müssen.

Hier die zwei gefundenen Werthe: ¹⁾

0,00001945

:

0,00001938,

deren Unterschied mit den Unsicherheiten des Versuchs zusammenfällt.

Verallgemeinert man dies Resultat, so kann man annehmen, dafs in den Krystallen dieses Systems eine auf der Symmetrie-Ebene winkelrechte Ausdehnungsaxe vorhanden ist, welche folglich zusammenfällt mit der einer Fresnel'schen Axe optischer Elasticität und mit einer Axe der Wärmeleitung, welche sich nach den wichtigen Untersuchungen von Senarmont und Des Cloizeaux immer in dieser Richtung befinden. Die drei Klassen von Erscheinungen decken sich also auch hier, wie bei den zuvor betrachteten Krystallsystemen.

Was die Lage der beiden anderen Ausdehnungsaxen in der Symmetrie-Ebene betrifft, so hatte eine erste Untersuchung den Zweck, zu sehen, ob eine dieser Axen nicht mit der optischen Mittellinie zusammenfalle, was ihre Lage festgesetzt haben würde. Zu dem Ende wurde aus einem Feldspath von der Eifel (Wehr), einem durch die Versuche des Hrn. Des Cloizeaux über die Veränderungen der optischen Eigenschaften durch die Wärme wohl bekanntem Mineral, ein kleiner Würfel geschnitten. Eine Kante (*A*) war parallel der optischen Mittellinie (Axe der optischen Elasticität), eine andere (*B*) winkelrecht auf der Symmetrie-Ebene und die dritte (*C*) winkelrecht auf den beiden anderen. Die octaëdrischen Abstumpfungen dieses Würfels gaben zwei andere Richtungen (*D*) und (*E*), in welchen die Ausdehnungen

1) Die Richtungen dieser Ausdehnungen können so definirt werden: nach $54^{\circ} 44'$ mit der Normale der Hauptspaltbarkeit, mit der Richtung der faserigen Spaltbarkeit und mit einer Normale auf dieser Spaltbarkeit und der Seite des scharfen Winkels des Prismas ($66^{\circ} 14'$).

sowohl einander als der mittleren Ausdehnung des Krystalles gleich seyn mußten, falls die vorausgesetzte Coïncidenz reell war. Die diesen Richtungen entsprechenden Ausdehnungen A, B, C, D, E waren folgende:

$$A = 0,00001695$$

$$B = -0,00000163$$

$$C = -0,00000036$$

$$D = -0,00000826$$

$$E = -0,00000170.$$

Diese Werthe sind ganz unvereinbar mit der besagten Coïncidenz. Die gesuchte Ausdehnungsaxe existirt also nicht in der Richtung der Fresnel'schen Axe optischer Elasticität.

Untersucht man indess diese Zahlen mit Aufmerksamkeit und erwägt, welche bedeutende Unterschiede in den beiden octaëdrischen Ausdehnungen D und E durch die offenbar nicht 90° übersteigende Neigung der gesuchten Axe gegen die Würfelfläche herbeigeführt sind, so wird man die Möglichkeit einsehen, aus diesen Bestimmungen die wahre Neigung abzuleiten, wenn man durch Rechnung sucht, welche Lage man ihr beilegen muß, damit sie den Beobachtungen genüge.

In der That betrachtet man als unbekannt den Winkel χ oder die Neigung der gesuchten Axe in der Symmetrie-Ebene gegen die auf einer Würfelfläche winkelrechte Richtung (A) und überdiess die beiden Ausdehnungen α_i in dieser Axe und α_{ii} in einer anderen Axe, und nennt endlich A, B, C, D die Ausdehnungen in den vier oben bezeichneten Richtungen (A), (B), (C), (D), so kann man durch die allgemeine Formel (1) drei dieser Ausdehnungen A, C, D ausdrücken in Function ihrer Winkelrichtungen bezogen auf drei Axen und drei principale oder axiale Ausdehnungen. Diess giebt drei Gleichungen für drei Unbekannte, wodurch man, mittelst einiger analytischen Transformationen, zu folgenden Auflösungen gelangt;

$$\tan^2 \chi + \tan \chi \cdot \frac{2(A-C)}{3D-(A+B+C)} - 1 = 0 \quad . \quad . \quad (4)$$

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \left(A + C + \frac{A-C}{\cos^2 \chi} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\alpha_{\parallel} = A + C - \alpha, \quad (6)$$

Die Gleichung des zweiten Grades (4) giebt durch die Zeichen + und – ihrer Wurzeln zwei Tangenten, welche den beiden um 90° verschiedenen Winkeln χ entsprechen. Dieß sind genau die Lagen der beiden Ausdehnungsaxen in der Symmetrie-Ebene, χ ist positiv von (A) bis (C). Die Gleichungen (5) und (6) geben die numerischen Werthe der beiden entsprechenden axialen Ausdehnungen. Ich muß bemerken, daß, wenn man in die Formel (4) die octaëdrische Ausdehnung E statt D einführt, man zugleich A in C verwandeln muß und umgekehrt, weil das Azimut der Fläche (E) um 90° von dem von (D) absteht. Die numerische Rechnung, successive gemacht mit den Werthen von D und E , giebt für die eine dieser Axen

$$\chi = 14^\circ 40', \chi = 14^\circ 50'.$$

Diese Richtung ist von der optischen Mittellinie aus genommen. Um sie auf eine natürliche Fläche des Feldspaths zu beziehen, z. B. auf p , muß man, nach der Stellung des Würfels, $4^\circ 30'$, den Winkel der Mittellinie mit p , hinzufügen¹⁾. Nennt man überdieß *zweite Axe* diejenige, welche der Normale der Höhe h' des Prismas am nächsten ist, hat man für den Winkel der zweiten Axe mit der Basis p in dem stumpfen Winkel ph'

$$19^\circ 15'.$$

Fig. 5 Taf. I zeigt deutlicher, wie in einem Feldspathkrystall vom St. Gotthardt die drei Ausdehnungsaxen gegen die natürlichen Flächen gelegen sind.

An Krystallen dieser Art lassen sich auch die genaueren

- 1) Alle in dieser Arbeit angeführten Bestimmungen über Mittellinien und optische Elasticitätsaxen sind genommen aus mehreren den Physikern und Mineralogen wohl bekannten Abhandlungen des Hrn. Des Cloizeaux (*Ann. des Mines T. XI et XIV*), besonders aus der großen Abhandlung desselben Autors, die so eben in *T. XVIII des Recueil des Savants étrangers* gedruckt wird. Ich verdanke diesem Beobachter auch mehrere neue Bestimmungen von Senarmont über die Axen der Wärmefortpflanzung die aus einer inedirt, aber nächstens veröffentlicht werden Arbeit genommen worden sind.

Bestimmungen machen, welche wir weiterhin mit den Werthen der axialen Ausdehnungen geben werden.

Kaum ist nöthig hinzuzufügen, daß bei Anwendung der Formeln (4), (5), (6), die Richtung des Würfels ringsum die erste Axe eine jeglich seyn kann. Es ist für die Genauigkeit des Schnitts sogar vorzuziehen, daß eine seiner Flächen mit der Basis p oder mit der Höhe h' des Prismas zusammenfalle.

Es giebt, um die Lage der Axen zu finden und die Hauptausdehnungen zu bestimmen, eine zweite Methode, welche mehrer Vortheile, besonders für das Schneiden der Krystalle, darbietet und daher bei den folgenden Beobachtungen gewöhnlich angewandt wurde.

Man nimmt dieselben Unbekannten wie vorhin, d. h. χ , α_i , α_u , allein man betrachtet nur zwei rechtwinkliche Richtungen (A) und (C) und eine intermediäre (M), welche 45° mit jeder der vorhergehenden macht, alle drei in der Symmetrie Ebene. Diese Richtung (M) ist winkelrecht auf einer die Kante abstumpfenden Fläche und gleich geneigt gegen zwei anliegende Flächen des Würfels. Drückt man wie vorhin die drei Ausdehnungen A , M , C durch die allgemeine Formel (1) aus, so gelangt man zu folgenden drei Formeln:

$$\tan 2\chi = \frac{2(A-M)}{C-A} + 1 \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \left(A + C + \frac{A-C}{\cos 2\chi} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\alpha_u = A + C - \alpha_i \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Die beiden letzten sind identisch mit den entsprechenden zwei der ersten Methode. Die Formel (7) ist einfacher und leichter zu berechnen als die vorhergehende (4). Wie diese führt sie gleichfalls zu zwei rechtwinklichen Werthen, woraus man auf einmal die Lage der beiden Axen zieht, eine Eigenthümlichkeit, die einfach daraus entspringt, daß die Charaktere der Tangenten erlauben zu setzen:

$$\tan 2\chi = \tan (2\chi \pm 180).$$

Die Ausdehnung längs der ersten Axe muß der Gegen-

stand einer Bestimmung für sich seyn, wenn man die Resultate vervollständigen will. In Betreff der beiden ersten Axen ist sie aber nicht nöthig. Folgendes sind nun die Beobachtungen an mehreren Mineralspecies dieses Krystallsystems, mit den sich daraus ergebenden mannigfachen Lagen der Axen, so wie den Werthen der drei principalen oder axialen Ausdehnungen.

Feldspath. — An einem aus einem Krystall vom Gotthardt (welcher in schwachem Grade die gewöhnliche Krümmung dieser Krystalle zeigte) geschnittenen Würfel wurde eine vollständige Bestimmung nach der zweiten Methode gemacht.

Die Bezeichnungen bleiben dieselben wie zuvor; eine Würfelfläche fällt mit h' , eine andere mit g' zusammen. Die studirten Richtungen sind alsdann respective normal (A) zu h' , (B) zu g' , (C) zu der auf diesen beiden Flächen winkelrechten Ebene, endlich (M) zu der gegen (A) und (C) im spitzen Winkel des Prismas ($63^{\circ} 53'$) gleich geneigten Abstumpfung. Die gemessenen Ausdehnungen sind folgende:

$A =$	0,0000187400	$A\alpha =$	1,72
$B =$	— 0,0000020039 (1 ^{te} Axe)		1,57
$C =$	— 0,0000011467		1,30
$M =$	0,0000113924		1,18.

Diese Zahlen, in die Formeln (7), (8) und (9) gesetzt, geben:

$$\begin{aligned}\chi &= -7^{\circ} 19' \\ \alpha_i &= -0,00000148 \text{ (3^{te} Axe)} \\ \alpha_u &= 0,00001907 \text{ (2^{te} Axe)}.\end{aligned}$$

Da die Formel χ positiv giebt in dem scharfen Winkel von h' aus, so ergibt sich für die zweite Axe von p aus in dem stumpfen Winkel die Lage: $18^{\circ} 48'$. Man wird bemerken, daß längs der ersten und dritten Axe eine negative Ausdehnung oder Zusammenziehung stattfindet, längs der zweiten Axe aber eine beträchtliche Ausdehnung. Fig. 6 Taf. I und jede der folgenden stellt einen Durchschnitt nach der Symmetrie-Ebene dar, um eine genaue Idee von der Richtung und relativen Lage der drei verschiedenen Paare

rechtwinkllicher Axen zu geben. Der Winkel von $116^{\circ} 7'$ bei O ist der Winkel der Schiefe des Feldspathprismas, p die Basis, nach der leichten Spaltbarkeit, und h die Höhe.

D_2 und D_3 bezeichnen die Ausdehnungsaxen, D_1 gegen $p' = 18^{\circ} 48'$; E_2 und E_3 sind die optischen Elasticitätsaxen (Mittellinie), E_2 gegen $p' = 4^{\circ} 30'$; C_2 und C_3 sind die Axen der Wärmefortpflanzung, C_2 gegen $p' = 22^{\circ} 7'$. Die obigen Beobachtungen geben noch

Kubische Ausdehnung $= 0,000015589 \quad \Delta\alpha = 4,59$

Mittlere lineare Ausdehnung $= 0,000005196 \quad 1,53$

Zur Controle dieser Resultate wurde eine zweite Reihe von Versuchen gemacht. Ein Adularkrystall von anderem Fundort wurde zu einem Würfel geschnitten, sehr nahe orientirt nach den oben angegebenen axialen Richtungen, den drei, auf den Flächen winkelrechten Ausdehnungsaxen. So fand ich direct die folgenden Zahlen, deren Uebereinstimmung mit den vorhergehenden ohne Zweifel für genügend erachtet wird:

Erste Axe. $- 0,000002030 \quad \Delta\alpha = 1,28$

Zweite Axe $0,000019052 \quad 1,06$

Dritte Axe $- 0,000001507 \quad 1,46$

Kubische Ausdehnung. . $= 0,000015515 \quad 3,80$

Mittlere lineare Ausdehnung $= 0,000005172 \quad 1,27.$

Hierauf verwandelte ich den Würfel durch Abstumpfung der Ecken in ein Cubo-Octaëder, was mit dem Würfel das Octaëder der mittleren Ausdehnung giebt. Von den beiden folgenden Beobachtungen wurde gemacht die erste nach einer in dem Winkel $h'p''$ (Fig. 6) liegenden Richtung, die zweite nach einer in dem Winkel $p''h''$

$0,000005067$

$0,000005314$

Mittel $0,000005190.$

Das Mittel aus beiden Zahlen stimmt mit der vorhergehenden mittleren Ausdehnung gut überein, was uns berechtigt, den Unterschied zwischen den beiden Zahlen einem geringen Fehler in der Richtung nach der Symmetrie-Ebene zuzuschreiben.

Epidot. — Sehr hübscher glasiger Krystall aus Brasilien. Dieselben Bezeichnungen wie beim Feldspath, aber Richtung (*A*) winkelrecht auf *p*, und (*M*) in dem stumpfen Winkel des Prismas

$A = 0,0000084917$	$\Delta\alpha = 2,18$
$B = 0,0000091326$ (1 ^{ste} Axe)	2,55
$C = 0,0000057112$	2,93
$M = 0,0000036114$	1,74.

Mit den Formeln (7), (8), (9) ergibt sich:

$$\begin{aligned}\chi &= 34^{\circ} 18' \\ \alpha_i &= 0,00000334 \text{ (2^{te} Axe)} \\ \alpha_u &= 0,00001086 \text{ (3^{te} Axe).}\end{aligned}$$

Fig. 7 Taf. I stellt die Vertheilung der Axen im Epidot dar

Winkel der Schiefe	$= 115^{\circ} 27'$
D_2 gegen p' . . .	$= 34^{\circ} 8'$
E_2 " " . . .	$= 29^{\circ} 41'$
C_2 " " . . .	$= 40^{\circ} 27' (?)$.

Dieselben Beobachtungen liefern überdieß die folgenden numerischen Data:

Kubische Ausdehnung	$= 0,000023335$	$\Delta\alpha = 7,66$
Mittlere lineare Ausdehnung	$= 0,000007778$	2,55

Zur Bestätigung wurde ein anderer brasilianischer Krystall normal zur Richtung D_2 geschnitten, damit die Ausdehnung in der dritten Axe gemessen werden konnte. Die Beobachtung gab:

$$\text{dritte Axe} = 0,00001081.$$

Augit. — Krystall vom Westerwald, ziemlich nett, aber im Innern einige Sprünge enthaltend. Dieselben Bezeichnungen wie beim Epidot, bis auf die Richtung (*A*), welche winkelrecht auf der Höhe *h* ist

$A = 0,0000046525$	$\Delta\alpha = 1,50$
$B = 0,0000138560$ (1 ^{ste} Axe)	0,76
$C = 0,0000059785$	1,34
$M = 0,0000028058$	2,08.

Dieselben Formeln führen zu den Zahlen:

$$\chi = -37^{\circ} 36'$$

$$\alpha_1 = 0,00000791 \text{ (3}^{\text{te}} \text{ Axe)}$$

$$\alpha_u = 0,00000272 \text{ (2}^{\text{te}} \text{ Axe)}.$$

Fig. 8 Taf. I bezieht sich auf den Augit; man findet darin drei benachbarte Axen, bezeichnet D_2 , E_3 , C_3 , in Folge der gemachten Annahme, zweite Axe diejenige zu nennen, welche der Normale auf h am nächsten ist.

$$\text{Winkel der Schiefe} = 106^{\circ} 1'$$

$$D_2 \text{ gegen } p' \text{ . . .} = 53 \ 37$$

$$E_3 \text{ " " . . .} = 67 \ 7$$

$$C_3 \text{ " " . . .} = 71 \ 7$$

Aus denselben Beobachtungen folgt:

$$\text{Kubische Ausdehnung} = 0,000024487 \quad A\alpha = 3,60$$

$$\text{Mittlere lineare Ausdehnung} = 0,000008162 \quad 1,20.$$

Ein anderer Augitkrystall von gleicher Natur wurde so geschnitten, daß längs der dritten Axe beobachtet werden konnte. Die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist hier weniger genügend, was von der Unvollkommenheit der Krystalle herzuführen scheint. Ich fand nämlich:

$$\text{dritte Axe} = 0,00000811.$$

Hornblende. — Der beobachtete Krystall zeigte eine sonderbare Eigenthümlichkeit, nämlich die, daß er bei Veränderung des Volums die Feuchtigkeit der Luft leicht absorbirte und verlor, besonders in der zur Höhe h winkelrechten Richtung. Diese Eigenschaft, welche der der holzigen Gewebe ähnelt, machte die Versuche schwierig und unsicher; sie müssen an Krystallen weniger faseriger Varietäten wiederholt werden. Ich begnügte mich daher mit einer ersten Bestimmung der kubischen Ausdehnung der Hornblende durch die folgenden Messungen (Bezeichnungen wie zuvor)

$$A = 0,000008051 \quad A\alpha = 3,74$$

$$B = 0,000010217 \quad 0,62$$

$$C = 0,000007703 \quad 1,69$$

$$\text{Kub. Ausdehnung} = 0,009025971 \quad 6,05$$

$$\text{Mittl. lin. Ausdehn.} = 0,000008657 \quad 2,02.$$

Azurit von Chessy. — Isolirter Krystall, ziemlich matt, aber die Flächen etwas gekrümmt, besonders an den Rändern; Bezeichnungen und beobachtete Richtungen wie beim Epidot:

$A = 0,0000041550$	$\Delta\alpha = 2,78$
$B = 0,0000125893$ (1 ^{ste} Axe)	2,03
$C = 0,0000156730$	3,86
$M = 0,0000006666$	1,72.

Die Formeln (7), (8), (9) führen zu folgenden Zahlen

$$\begin{aligned}\chi &= -29^{\circ} 3' \\ \alpha_i &= 0,00002081 \text{ (2^{te} Axe)} \\ \alpha_{ii} &= -0,00000098 \text{ (3^{te} Axe)}.\end{aligned}$$

Man hat hier ein neues Beispiel von Zusammenziehung, nämlich in der dritten Axe; überdies sieht man, daß die azimutale Dispersion der Axen nicht in Beziehung zur mehr oder weniger großen Schiefe des Prismas zu stehen scheint, denn beim *Azurit* (oder *Chessylit*) weicht der Winkel von p gegen h (Fig. 9 Taf. I) wenig von 90° ab, und dennoch ist der azimutale Winkel von D_2 sehr groß. Die Lage der thermischen Axen hat für diese Substanz noch nicht bestimmt werden können:

$$\text{Winkel der Schiefe} \dots\dots\dots = 92^{\circ} 21'$$

$$D_2 \text{ gegen } p' \text{ (im scharfen Winkel)} = 29 \quad 3$$

$$E_2 \text{ gegen } p' \text{ (im stumpfen Winkel)} = 15 \quad 0.$$

Endlich ergibt sich aus denselben Beobachtungen:

$$\text{Kubische Ausdehnung} = 0,000032417 \quad \Delta\alpha = 8,67$$

$$\text{Mittl. lineare Ausdehn.} = 0,000010806 \quad 2,89.$$

Gyps vom Montmartre. — Ein sehr homogener Krystall, dessen leichte Spaltbarkeit (das ist hier die Symmetrie-Ebene) von merkwürdiger Schärfe war, wurde zu einem nach dem faserigen Blätterdurchgang gerichteten Würfel geschnitten. Die Bezeichnungen sind dieselben wie vorhin; es ist nur hinzuzufügen, daß die Richtung (A) winkelrecht ist auf dem faserigen Blätterdurchgang, daß (D) und (E) die auf S. 385 sind, und daß (M), (M') durch dieselben, schwach retouchirten Abstumpfungen der Seite des scharfen Winkels des Prismas erhalten wurden. Die studirten Richtungen an die-

ser Substanz, um vier Bestimmungen des Winkels χ zu erhalten, waren ziemlich zahlreich: zwei durch die Richtungen bei $54^\circ 41'$ [Formeln (4), (5), (6)] und zwei durch die Richtungen bei 45° [Formeln (7), (8), (9)]. Hier die Beobachtungen:

$A = 0,0000274640$	$J\alpha = 2,88$
$B = 0,0000416340$ (1 ^{ste} Axe)	9,36
$C = 0,0000034405$	1,64
$D = 0,0000194484$	3,15
$E = 0,0000193810$	3,81
$M = 0,0000086889$	— 0,06
$M' = 0,0000086685$	0,42.

Das Resultat der Rechnungen ist folgendes:

$$\begin{aligned}\chi &= 15^\circ 17'; 15^\circ 27'; 14^\circ 41'; 14^\circ 44' \text{ Mittel } 15^\circ 2' \\ \alpha_i &= 0,00000157 \text{ (Zweite Axe)} \\ \alpha_{ii} &= 0,00002933 \text{ (Dritte Axe)}.\end{aligned}$$

Aus Fig. 10 Taf. I kann man ersehen, dafs beim Gyps eine fast vollständige Coïncidenz stattfindet zwischen den Ausdehnungsaxen D und den optischen Elasticitätsaxen E . Die scharfe Mittellinie der optischen Axen entspricht E_2 in der Figur; ihre Lage ist genommen bei der Temperatur $\vartheta = 40^\circ$, auf welche alle vorhergehenden Messungen bezogen worden sind; ihr Winkel mit p' ist also etwas gröfser als bei gewöhnlicher Temperatur (Neumann)¹⁾. Ueberdies sieht man, dafs die Senarmont'schen Wärmeleitungsaxen sich dagegen sehr von den Ausdehnungsaxen entfernen.

Winkel der Schiefe	$= 113^\circ 46'$
D_2 gegen p' (im scharfen Winkel)	$= 15^\circ 2'$
E_2 „ p' (im scharfen Winkel)	$= 39^\circ 35'$
C_2 „ p' (im stumpfen Winkel)	$= 39^\circ 46'$

Die kubische Ausdehnung des Gypses, wie sie aus vorstehenden Messungen sich ergibt, ist folgende:

1) Hr. Neumann schlofs ausserdem aus den Versuchen von Mitscherlich, dafs es beim Gyps ein Minimum der Ausdehnung gebe, in einer Richtung, die mit der faserigen Spaltbarkeit einen Winkel von 12° mache.

Kubische Ausdehnung $= 0,00007254$ $\Delta\alpha = 13,88$
 Mittl. lineare Ausdehn. $= 0,00002418$ $4,63.$

Endlich wurde an einem Krystall von weißem Gyps in einer der zweiten Axe sehr nahen Richtung, eine Verification vorgenommen und die Zahl 0,000001598 gefunden.

III. Studien über die Veränderungen magnetischer Actionen beim Aneinanderstoßen und Trennen der Streichmagnete mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode); von Dr. L. Külp.

A. Längsstäbe.

a. Ersatzmagnete.

Schon oft habe ich die Beobachtung gemacht, daß Magnete, welche zufällig in entgegengesetztem Sinne zusammengestoßen wurden, nach der Trennung nicht dieselbe Stärke mehr hatten wie zuvor, also Aenderungen in den gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vorgekommen waren. Ich entschloß mich daher einige Versuche darüber anzustellen, die zwar mühsam aber doch lohnend waren, indem — ich spreche es nur als Vermuthung aus — sie vielleicht in Folge dazu beitragen können, den Schleier etwas zu lüften, um über die Natur des Magnetismus einigen Aufschluß zu erhalten. Wenn auch bis jetzt noch keine direkte Versuche vorliegen, welche die Erscheinungen des Magnetismus als Schwingungen der Atomgruppen in's klare Licht setzen, so kann doch wohl darüber kein Zweifel mehr seyn, in dem Magnetismus selbst eine kosmische Erscheinung anzunehmen. Man wird wohl auch dahin kommen, den Magnetismus als andauernd fixirte Schwingungen und den Elektromagnetismus als vorübergehende fixirte Schwingungen

der Atomgruppen zu betrachten. Manche gekannte Erscheinungen bestärken schon solche Vermuthungen und Ansichten. Man weiß unter Anderem, daß Erwärmung und Erschütterung den Magnetismus eines Stabes schwächen, man könnte unter Umständen sagen, die Atomgruppen werden hierdurch aus der fixirten Stellung gebracht; auch tritt eine Schwächung ein, wenn man einen Magnet nicht fortwährend beschäftigt, hier könnte man antworten, daß die Atomgruppen fortwährend in der fixirten Schwingung erhalten werden müssen, wenn keine Schwächung eintreten soll. Doch sind das bis jetzt nur Ansichten und ich gehe nun zur Sache über.

Vier Stahlstäbe aus einer sehr guten englischen Stahlsorte, von 58^{mm} Länge, 17^{mm} Breite und 6^{mm} Dicke wurden durch Streichen magnetisirt, und zwar so, daß der eine Stab in der Entfernung $r = 10$ Centimeter eine Ablenkung von 24° bewirkte. Die drei andern dagegen wurden in der Art magnetisch erregt, daß sie alle die Nadel in derselben Entfernung auf der andern Seite der Bussole wieder auf Null zurückzubringen vermochten, also »Ersatzmagnete« waren.

Es bestehen für die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen die Gleichungen:

$$m_I = \frac{r_I^3}{r^3} \times m,$$

$$m_{II} = \frac{r_{II}^3}{r^3} \times m \text{ und}$$

$$m_{III} = \frac{r_{III}^3}{r^3} \times m,$$

wenn m_I , m_{II} und m_{III} die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vor dem Zusammenstoß, r_I , r_{II} und r_{III} die entsprechenden Entfernungen von der Bussole bedeuten, ausgedrückt jedoch in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle, die in r Centimeter Entfernung lag.

In unserem Falle war:

$$r_I = r_{II} = r_{III},$$

folglich auch:

$$m_I = m_{II} = m_{III}$$

Die Entfernung für die in Rede stehenden Ersatzmagnete betrug 13 Centimeter, das einer magnetischen Action von:

$$m_I = m_{II} = m_{III} = \frac{13^3}{10^6} \times m = 2,197 m$$

entspricht.

Die drei Ersatzmagnete wurden nun in entgegengesetztem Sinne, wie Fig. 7 Taf. III zeigt, gleichzeitig aneinander gestossen. Nach Verlauf einiger Zeit — 5 bis 10 Minuten etwa — wieder vorsichtig und auch gleichzeitig durch Hineinschieben getrennt, und zwar so, wie es in Fig. 8 Taf. III durch die Richtung der Pfeile angegeben wird.

Nach dem Auseinandernehmen wurden dieselben wieder gemessen, hinsichtlich ihrer magnetischen Actionen, und es fand sich, daß sie sich gegenseitig nicht geschwächt hatten. Denn alle mußten wieder in die Entfernung von 13 Centimeter auf die rechte Seite der Busssole gelegt werden, um die vorher durch die »Normallamelle« abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückzubringen.

Werden sonach »Ersatzmagnete« in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinander gestossen und nach Verlauf einiger Zeit auch gleichzeitig wieder getrennt, so finden keine gegenseitigen in den magnetischen Actionen statt, d. h. die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen bleiben constant.

Ich stellte viele solcher Versuche an, und nur in einem einzigen Falle war eine sehr geringe Zunahme an magnetischer Action wahrgenommen worden, welche jedoch kaum ein Procent betrug. Zugleich erkannte ich mit Hülfe der magnetischen Sättigungsmethode« daß in diesem Falle die Lamellen weniger nahe ihrem magnetischen Sättigungspunkte standen, als es bei den andern Versuchen der Fall war: Man setze daher besser, wie folgt:

Werden »Ersatzmagnete«, welche zugleich von ihrem magnetischen Sättigungspunkte nicht sehr weit entfernt sind, in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinander gestossen

und gleichzeitig wieder getrennt, so bleiben die magnetischen Actionen constant.

b. Magneto ungleicher Actionen.

I. Zwei starke und gleiche magnetische Actionen am Ende, in der Mitte dagegen eine schwache magnetische Action,

$$m_I = m_{III} > m_{II}.$$

Der Normalstab der bei diesem Versuche benutzt wurde, lag wiederum in der Entfernung $r = 10$ Centimeter, und habe eine magnetische Action m . Zwei andere Stäbe waren »Ersatzmagnete«, deren gemeinschaftliche Quantitäten ihres erregten Magnetismus vor dem Zusammenstoß durch $m_I = m_{III}$ dargestellt werden sollen, ein dritter zur Anwendung kommende Stab habe die magnetische Action m_{II} , jedoch mit der Bedingung, daß

$$m_I = m_{III} > m_{II}$$

ist. Die kurzen von derselben Stahlsorte gefertigten Stäbe, waren 84^{mm} lang, 13^{mm} breit und 2,5^{mm} dick. Vor dem Auseinanderstoßen in entgegengesetztem Sinne hatten die beiden Ersatzmagnete die magnetische Action von

$$m_I = m_{III} = \frac{8,1^3}{10^3} \times m = 0,531 m$$

und der dritte für die Mitte bestimmte Magnetstab hatte eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus von

$$m_{II} = \frac{4,5^3}{10^3} \times m = 0,091 m.$$

Nachdem die Stäbe so vorbereitet waren, wurden dieselben in der Ordnung m_I , m_{II} und m_{III} in entgegengesetztem Sinne, wie Fig. 7 Taf. III es veranschaulicht, aneinandergerstoßen. Nach Verlauf einiger Zeit — 5 bis 10 Minuten etwa — wurden dieselben nun, wie Fig. 8 Taf. III es zeigt, mit Vorsicht durch gleichzeitiges Abziehen wieder getrennt.

Die beiden Ersatzmagnete wurden nun zunächst gemessen. Es zeigte sich, daß sie an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus nichts verloren hatten, ihre magnetische Action also constant blieb. Doch muß auch hier

bemerkt werden, daß mir auch ein Fall vorkam, als die beiden Ersatzmagnete weniger stark, also dem magnetischen Sättigungspunkte ihrer magnetischen Erregung entfernter waren, eine sehr geringe Zunahme an magnetischer Action nachgewiesen werden konnte, welche jedoch kaum 1,5 Proc. der ursprünglichen Stärke betrug. Wenn auch diese Zunahme an magnetischer Action noch so gering, so konnte ich doch diese Thatsache nicht mit Stillschweigen übergehen.

Was den Magnetstab betrifft, welcher in der Mitte lag, so hatte derselbe an magnetischer Action gewonnen, denn in der größeren Entfernung 5,2 Centim. wurde schon die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückgebracht. Die Action m_2 , welche der Entfernung 5,2 Centim. zukäme, wäre nun:

$$m_2 = \frac{5,2^3}{10^3} \times m = 0,140m,$$

ein Gewinn von

$$0,140m - 0,091m = 0,049m$$

vorhanden, der einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,049}{0,091} = 53,8 \text{ Proc.}$$

entspricht.

Dieser Versuch zeigt, daß eine schwache gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus durch zwei gleich stärkere, ihrem Sättigungspunkte nahe stehende und in entgegengesetztem Sinne anstoßende gemeinschaftliche Quantitäten erregter Magnetismen gestärkt wird, ohne daß die gleichen magnetischen Actionen geschwächt oder gar gestärkt werden.

II. Zwei schwache und gleiche magnetische Actionen an den Enden, in der Mitte dagegen eine starke Action,

$$m_I = m_{III} < m_{II}.$$

In der Entfernung $r = 10$ Centim. lag abermals die Normallamelle und war wie die drei anderen Lamellen 84^{mm} lang, 13^{mm} breit und 2,5^{mm} dick. Die gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus der beiden schwachen »Ersatzmagnete« vor dem Zusammenstoßen war:

$$m_I = m_{III} = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132 m$$

dieselbe, für die in die Mitte bestimmte starke Lamelle:

$$m_{II} = \frac{9,9^3}{10^3} \times m = 0,970 m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle.

Die drei vorhandenen Actionen nun wurden in der Weise wie unter I. in entgegengesetztem Sinne zusammengestoßen und wieder getrennt. Nach der Trennung zeigte es sich, daß die beiden Ersatzmagnete an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus stärker waren, denn in der größeren Entfernung von 5,6 Centim. wurde die Nadel der Declinationsbussole Null wieder zugeführt. Die entsprechende gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus ist nun

$$m_1 = m_3 = \frac{5,6^3}{10^3} \times m = 0,175 m,$$

wenn $m_1 = m_3$ die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen beider Ersatzlamellen nach dem Zusammenstoße bedeuten. Der Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus ist:

$$0,175 m - 0,132 m = 0,043 m,$$

und einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,043}{0,132} = 32 \text{ Proc.}$$

entspricht, wenn die ursprüngliche Quantität des erregten Magnetismus der Zahl Hundert gleich gesetzt wird.

Was die starke Action betraf, welche in der Mitte lag, so war keine Aenderung an magnetischer Action im vorliegenden Falle bemerkt worden. Doch ist auch hier zu bemerken, daß wenn die starke magnetische Action ihrem magnetischen Sättigungspunkte nicht nahe liegt, ich die Gelegenheit hatte, bei einem andern Versuche eine *sehr geringe* Schwächung an magnetischer Action zu beobachten.

Dieser Versuch zeigt:

dafs wenn an eine starke, ihrem magnetischen Sättigungspunkte nahe stehende gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus, zwei schwache und gleiche magnetische Actionen (Ersatzlamellen) in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinandergestossen und mit Vorsicht nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder getrennt werden, dieselben durch die starke magnetische Action an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus gewinnen, ohne sich selbst zu schwächen.

B. Lamellen in Hufeisenform.

a. Ersatzmagnete.

Die Versuche wie sie unter A. angestellt worden, wurden auch mit Hufeisenlamellen, welche eine äufsere Weite von 70^{mm} und eine innere Weite von 38^{mm} hatten, ausgeführt, und zwar wie dort zuerst mit »Ersatzlamellen.« Die Normallamelle, deren gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus m , lag in der Entfernung $r = 20$ Centimeter auf der linken Seite der Declinationsbussole; die drei andern aber waren Ersatzmagnete, denn für sie war:

$$r_I = r_{II} = r_{III} = 23,8 \text{ Centimeter,}$$

folglich auch:

$$m_I = m_{II} = m_{III} = \frac{23,8^3}{20^3} \times m = 1,685 m,$$

eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus, ausgedrückt in der magnetischen Action der Normallamelle, welche jedoch jeder der Ersatzlamelle zukam.

Nachdem die Ersatzmagnete so hergerichtet waren, wurden sie in der Weise, wie es Fig. 9 Taf. III zeigt, gleichzeitig, bei einem guten Anschlufs, aneinandergestossen. Nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten etwa, wurden dieselben mit Vorsicht, wie es Fig. 10 deutlich veranschaulicht, auseinander geschoben und einer neuen Messung unterworfen.

Die Hufeisenlamelle Fig. 9, welche links lag, hatte an magnetischer Action weder gewonnen noch verloren; ihre ursprüngliche gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus war noch vorhanden gewesen. Die beiden anderen Lamellen jedoch waren an magnetischer Action etwas stär-

ker geworden, denn sie mußten, die eine wie die andere, um nahezu 4^{mm} weiter von der Mitte der Nadel der Declinationsbussole entfernt werden, damit letztere durch die Normallamelle abgelenkt wie in die Stellung Null zurückkam. Nimmt man bestimmt 4 Millimeter an, so hat man die magnetische Action

$$\frac{(23,8 + 0,4)^3}{20^3} \times m = 1,771 m,$$

folglich war ein Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus von

$$1,771 m - 1,685 m = 0,086 m$$

vorhanden, der einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,086}{1,685} = 5,1 \text{ Proc.}$$

entspricht, wenn die ursprüngliche magnetische Action der Zahl Hundert gleich gesetzt wird.

Diesen Fall stellte ich mit Absicht voran, ich hielt denselben für interessant, da er mich zu einem tiefer liegenden Grund führte, als wie die Fälle wo die magnetische Actionen nach dem Auseinanderschieben constant waren. Ich untersuchte nun die beiden stärker gewordenen Lamellen näher, mit Hilfe der magnetischen Sättigungsmethode, und fand, dafs sie weniger nahe dem Punkte des Maximums der magnetischen Erregung standen, als es bei der andern Lamelle der Fall war. Man kann zu solchen Unterschieden in dem Abstände vom magnetischen Sättigungspunkte mitunter genöthigt werden, wenn man in Betracht zieht, dafs es wohl sehr schwierig ist, drei Lamellen von durchaus gleichem Materiale hinsichtlich der Härte darzustellen. Wenn auch die Stahlorte gleich, so können doch durch kleine Verschiedenheiten in der Bearbeitung der Lamellen ihre Härten sich etwas verändern und ungleich herausstellen. Ueberhaupt wird abermals bemerkt, dafs die Darstellung der Ersatzlamellen eine Arbeit ist, welche nur mit grofser Ausdauer zu Stande gebracht werden kann.

Ich sehe mich zu folgendem Schlusse berechtigt, in Betracht der anderen mir vorgekommenen Fälle:

Werden Ersatzlamellen in Hufeisenform, welche ihrem

magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stehen, in entgegengesetztem Sinne aneinander gestossen und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten mit Vorsicht wieder auseinander geschoben, so bleiben die magnetischen Actionen unverändert; im andern Falle dagegen, wenn die Ersatzlamellen in Hufeisenform ihrem magnetischen Sättigungspunkte entfernter stehen, kann mitunter ein Gewinn an magnetischer Action von einigen Procenten stattfinden.

b) Hufeisenmagnete ungleicher Stärke.

I. Zwei starke und Ersatzlamellen am Ende, in der Mitte aber eine schwache Hufeisenlamelle, so daß $m_I = m_{III} > m_{II}$ ist.

Zwanzig Centimeter von der Bussole entfernt, bei einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus m , lag die Normallamelle, welche ebenso wie die drei andern, welche für den Versuch bestimmt waren, eine äußere Weite von 70^{mm} und eine innere Weite von 38^{mm} hatte. Den beiden Ersatzlamellen in Hufeisenform, welche für die Enden bestimmt waren, entsprach wieder eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus von

$$m_I = m_{III} = \frac{23,6^3}{20^3} \times m = 1,642 \times m;$$

die gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus der für die Mitte bestimmten Lamelle dagegen war

$$m_{II} = \frac{15,3^3}{20^3} \times m = 0,447 m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle. Die so vorhandenen Lamellen wurden nun, wie Fig. 9 Taf. III zeigt, aneinander gestossen, alsdann mit Einhaltung erwähnter Vorsichtsmafsregeln nach Fig. 10 wieder auseinander geschoben, und abermals einer neuen Messung unterworfen. Die beiden Ersatzmagnete zunächst, welche zwar nicht vollständig gesättigt, doch von ihrem magnetischen Sättigungspunkte auch nicht weit entfernt waren, hatten keine Aenderungen in den gemeinschaftlichen Quantitäten ihrer erregten Magnetismen erfahren, weder ein Verlust noch einen Gewinn an magne-

tischer Action hatte stattgefunden. Doch anders bei der Lamelle, welche in der Mitte lag. Ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus nach dem Auseinanderschieben war nun:

$$m_2 = \frac{16,1^3}{20^3} \times m = 0,521 \times m,$$

sonach hatte ein Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus stattgefunden, dessen Betrag

$$0,521 m - 0,447 m = 0,074 m$$

ist, und einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,074}{0,447} = 16 \text{ Proc.}$$

entspricht. Dieser Versuch lehrt:

Werden zwei starke und gleiche magnetische Actionen in Hufeisenform (Ersatzmagnete) in entgegengesetztem Sinne an eine schwache magnetische Action geschoben, und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder mit Vorsicht aneinander geschoben, so erleiden die ihrem magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stehende Ersatzmagnete keine Aenderungen in ihren gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen, dagegen die in der Mitte liegende magnetische und schwächere Action wird gestärkt und hier in diesem Falle um 16 Proc. ihrer ursprünglichen vorhandenen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

II. Zwei schwache und gleiche Lamellen (Ersatzlamellen) am Ende, in der Mitte aber eine starke Lamelle, folglich $m_I = m_{III} < m_{II}$.

Die Lamellen hatten die Dimensionen wie unter I, auch lag die Normallamelle wieder in der Entfernung 20^{cm} von der Bussole entfernt, bei einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus von m . Die Stärke der beiden schwachen Ersatzlamellen war:

$$m_I = m_{III} = \frac{15^3}{20^3} \times m = 0,421 \times m$$

die der starken Lamellen dagegen

$$m_{II} = \frac{25,7^3}{20^3} \times m = 2,121 \times m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus der Normallamelle. Die Figuren veranschaulichen wieder das An- und Auseinanderschieben, eine Verfahrungsweise, welche streng einzuhalten ist.

Nach der Trennung zeigte es sich, daß die starke in der Mitte gelegene Lamelle keine Aenderung ihrer gemeinschaftlichen Quantität erfahren hatte, doch waren die beiden schwachen an den Enden gelegene Lamellen durch erstere gestärkt worden. Ihre Stärke war:

$$m_2 = \frac{15,6^3}{20^3} \times m = 0,474 \times m,$$

sonach der Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus:

$$0,474 m - 0,421 m = 0,053 m,$$

der einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,053}{0,421} = 12,5 \text{ Proc.}$$

entsprechend ist, wenn die ursprüngliche vorhandene gemeinschaftliche Quantität der betreffenden Lamelle, der Zahl 100 gleich gesetzt wird.

Aus diesem Versuche, der öfter wie alle andere Versuche wiederholt wurde, geht mit Schärfe hervor:

Werden an eine starke gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus zwei schwache und gleiche Quantitäten (Ersatzlamellen) in entgegengesetztem Sinne aneinander geschoben, und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder mit der bekannten Vorsicht auseinander geschoben, so werden die beiden schwachen Ersatzlamellen durch dieselbe gestärkt, ohne sich selbst zu schwächen, unter der Voraussetzung jedoch, daß die starke Lamelle ihrem magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stand.

Der Gewinn in vorliegendem Falle war 12,8 Proc. der ursprünglich vorhandenen Quantitäten ihrer erregten Magnetismen.

Versuche ähnlicher Art, sowie Schlüsse, behalte ich mir hiermit vor, indem solche von meiner Seite angestellt und diesen Annalen übergeben werden.

Versuche und Resultate über magnetische Influenz.

a. Eingang.

Unter dem Einflusse eines Magnets, wie schon zur Genüge bekannt, wird weiches Eisen durch Influenz selbst zu einem vollständigen Magnet. Um diese Eigenschaft zu beweisen, heisst es in den verschiedenen Lehrbüchern der Physik, hänge man Cylinder von weichem Eisen an einen Magnet: nähert man dem unteren Ende des Cylinders wieder einen Cylinder von weichem Eisen, so hängt sich derselbe an den ersten Cylinder und bleibt so lange daran hängen, als der erstere Cylinder an dem Magneten hängt u. s. f.

Die Magnetisirung durch Influenz, wird weiter bemerkt, findet jedoch stets mit abnehmender Stärke statt, je weiter die Cylinderchen vom Magnetstabe entfernt sind. Diese Thatsachen allein genügten mir nicht, ich stellte mir deshalb die Aufgabe, die Gesetze der magnetischen Influenz einer weiteren und näheren Betrachtung zu unterziehen. Die Fragen, welche ich mir zur Beantwortung vorlegte, sind:

- I. Welchen Einfluss hat die Dicke der Kerne auf die vertheilende Wirkung des Magnetstabs, oder mit andern Worten: wie ist es mit der Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der weichen runden Eisenkerne beschaffen, die eine verschiedene Dicke haben.
- II. Welche Abnahme findet in der Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der weichen Eisenkerne statt, wenn nur die Längen verschieden sind, und der vertheilenden Kraft des Magnetstabes ausgesetzt werden.
- III. Wie groß ist die Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der verschiedenen Eisenkerne, von gleicher Länge, gleicher Dicke und gleichem Materiale, welche successive aneinander gestossen, der vertheilenden Kraft eines langen Magnetstabes ausgesetzt werden, und welches Gesetz befolgen die Abnahmen der Intensitäten der magnetischen Erregungen.

- IV. Finden Verschiedenheiten statt, wenn prismatische statt runde Eisenkerne der vertheilenden Wirkung des Magnetstabes ausgesetzt werden.
- V. Ist die Magnetisirung durch Influenz proportional der Stärke des Magnetstabes, der die Vertheilung bewirkte.
- VI. Welche Erscheinungen treten auf, wenn die Kerne andere Lagen gegen den Magnetstab erhalten.
- VII. Welchen Einfluss haben die verschiedenen Eisensorten auf die vertheilende Wirkung des Magnetstabes.

Die Versuche sind zum grofsen Theile beendigt, und bin soeben mit der weiteren Bearbeitung des Materials beschäftigt.

b. Die magnetische Bank.

Um die verschiedenen magnetischen Versuche bequem und genau ausführen zu können, kann die von mir construirte »magnetische Bank« mit Vortheil benutzt werden. Mit diesem Apparate lassen sich nicht allein alle Schwingungsversuche, sondern auch die Weber'schen Versuche über die Abnahme der Erregung eines Magneten auf die Ferne hin, die Versuche der magnetischen Influenz als auch die Versuche der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode) mit Pünktlichkeit ausführen. Es wird dieselbe unter Umständen in Folge für die Lehre des Magnetismus gerade so nothwendig seyn, wie die Elektrisirmaschine für die Lehre der Elektrizität, die Luftpumpe für die Lehre der elastisch flüssigen Körper und die Fallmaschine für den freien Fall der Körper es sind. Die Bestandtheile »der magnetischen Bank« sind:

- 1) Die Bank selbst,
- 2) zwei lange prismatische Magnetstäbe; Länge = 1,179 Meter; Breite = 9^{mm} und Dicke = 5^{mm},
- 3) 6 Stück Magnetstäbe von mittlerer Gröfse; Länge = 0,3 Meter, Breite = 12^{mm} und Dicke = 5^{mm},
- 4) 6 Stück kleinere Magnetstäbe; Länge = 58^{mm}, Breite = 17^{mm} und Dicke 3^{mm}, nebst einigen Hufeisenlamellen von circa 50^{mm} innerer Weite,

- 5) eine Declinationsbussole; Nadellänge = 40^{mm} und Breite = 2^{mm} ,
- 6) 2 Stück rautenförmige Magnetnadeln, die an Coconfäden aufgehangen werden können, Länge = 22^{mm} und Breite = 2^{mm} ,
- 7) verschiedene runde weiche Eisenkerne von gleicher Länge, Dicke und gleichem Materiale, Länge = 41^{mm} , Dicke = 12^{mm} ,
- 8) 4 Kerne von verschiedenen Längen, gleicher Dicke und gleichem Materiale, die Längen sind: 41, 82, 123 und 161^{mm} , die Dicken 10^{mm} ,
- 9) 8 Stück Kerne von verschiedener Dicke, gleicher Länge und gleichem Materiale,
- 10) eine Tertienuhr.

Von diesen Gegenständen ist es nur nöthig, dafs die Uhr und »die magnetische Bank« etwas näher beschrieben werden.

Was zunächst die Uhr anlangt, so ist dieselbe eine gut gearbeitete Tertienuhr mit Centrifugalpendel, bei welcher die Zeiger beim gewöhnlichen Gange derselben in Ruhe verbleiben, und nur so lange in Bewegung sind, als man einen Knopf herabdrückt. Die Zeitdauer für das Herabdrücken besagten Knopfes wird durch den Experimentator bewerkstelligt, und so der Gang der Tertienuhr mit den vorzunehmenden Versuchen in Einklang gebracht.

Die magnetische Bank, so der Name derselben, an der man die magnetischen Versuche ausgeführt, ist zunächst ein Tisch Fig. 11 Taf. III, aus sehr trockenem Holze solid angefertigt, von 100^{cm} Länge, 50^{cm} Breite und 120^{cm} Höhe. Der Tisch trägt in der Mitte eine Säule von Messing an der die Nadel hängt, die durch eine passende Vorrichtung, welche aus Fig. 12 Taf. III ersichtlich, auf und nieder sowie rechts und links bewegt werden kann, um immer über der Mitte der magnetischen Bank zu hängen. Die Bank selbst ist in der Richtung der Breite, wie Fig. 13 Taf. III zeigt, in gleiche Theile getheilt, welche einen Centimeter Abstand von einander haben. Damit Luftströmungen keinen störenden Ein-

fluß auf den Schwingungszustand der Nadel äußern, so läßt man ihre Schwingungen in einem Glase erfolgen.

Soll nun Coulomb's Versuch oder die magnetische Compensationsmethode (Nullmethode) für lange Stäbe ausgeführt werden, so läßt sich ein Streifen des Tisches in der Richtung der Länge herausziehen, und Holzstücke Fig. 14 Taf. III 6^{cm} breit, an denen die Magnete sich befestigen lassen, können eingeschoben werden, entweder nur auf einer Seite oder auf beiden Seiten, je nach der Natur der Versuche, welche zur Ausführung kommen sollen.

Handelt es sich darum, daß die »Influenzversuche« angestellt werden sollen, so läßt sich ein 6^{cm} langer Streifen Fig. 15 Taf. III in der Mitte für die runden weichen Eisenkerne mit einer nicht sehr tiefen und schmalen Rinne versehen, 1^{cm} breit und 1,5^{mm} tief, an deren Ende der Magnetstab befestigt werden kann, einschieben. Durch weiteres Einschieben kann der Magnetstab der Magnetonadel näher gebracht und durch Ausziehen wieder entfernt werden.

Um nun die magnetische Compensationsmethode (Nullmethode) für kurze Magnetstäbe und Hufeisenlamellen von nicht zu großen Weiten anstellen zu können, so werden die Leisten Fig. 13 Taf. III vollkommen eingeschoben, die kleine Magnetonadel beseitigt, und dafür eine Declinationsbussole substituiert; weshalb auch Fig. 11 Taf. III die Pösten von Messing, auf denen die Säule ruht, auseinander stehen müssen, damit die kurzen Magnetstäbe hindurchgehen. Auch lassen sich die Leisten Fig. 13 Taf. III in der Richtung der Breite herausziehen, wenn es durch die anzustellenden Versuche nothwendig gemacht wird. Kleinere Abstände als einen Centimeter werden durch einen kleineren Maassstab, je nach Nothwendigkeit bestimmt.

IV. Die Stärkungen der magnetischen Actionen durch Anlegen von weichem Eisen, nachgewiesen mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode; von Dr. L. Külp.

A. Transversalstäbe.

a. Gesättigte magnetische Action.

Die Aufgabe, welche hier zur Lösung kommen soll, wäre folgende: Welche Aenderungen finden in den magnetischen Actionen statt, wenn eine Beschäftigung der verschiedenen magnetischen Erregungen durch weiches Eisen vorgenommen wurde, und wie werden dieselben mit Hülfe der Compensationsmethode numerisch bestimmt.

Die Normallamelle lag in der Entfernung 10^{cm} von der Bussole, während die für den Versuch bestimmte und magnetisch gesättigte Lamelle in der Entfernung von $13,2^{\text{cm}}$ die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückbrachte, sonach war eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus von

$$m_1 = \frac{13,2^1}{10^1} \times m = 2,299m$$

vorhanden, wenn m die gemeinschaftliche Quantität der Normallamelle darstellt.

An die Lamelle wurden nun wie Fig. 1 Taf. III zeigt, weiche Eisenstücke angestossen, die alsdann längere Zeit im Zusammenstoß mit der magnetisch gesättigten Lamelle bleiben. Nach vorsichtigem Hinwegschieben, welches in der Richtung der Pfeile Fig. 1 erfolgte, wurde eine abermalige Messung vorgenommen. Das Resultat war, daß die ursprünglich gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus noch vorhanden war.

Schluss. Der magnetische Sättigungspunkt, welcher durch einen kräftigen Streichmagnet (Electromagnet) erhalten worden, kann durch die Beschäftigung von weichem Eisen, nicht weiter überschritten werden.

b) Mittlere magnetische Action.

Die hier in diesem Falle zur Anwendung kommende Lamelle lag in der Entfernung $9,6^{\text{cm}}$, in welcher die Nadel wieder auf Null zurückging, sonach war die entsprechende vorhandene erregte magnetische Action m_1 vor der Beschäftigung mit weichem Eisen:

$$m_1 = \frac{9,6^3}{10^3} \times m = 0,884 m,$$

wenn die Normallamelle dieselbe wie zuvor war, in derselben Entfernung lag, und m ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus bedeutet.

Nachdem die Anlegung von weichem Eisen an den beiden Enden nach Fig. 1 Taf. III stattgefunden, ergab die neue Messung einen Zuwachs an magnetischer Erregung, indem nun die Lamelle in die etwas grössere Entfernung $9,7^{\text{cm}}$ gelegt werden mußte, damit die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückging. Die entsprechende magnetische Action war

$$m_1 = \frac{9,7^3}{10^3} \times m = 0,912 m,$$

demnach hatte ein Gewinn γ an magnetischer Erregung von

$$\gamma = m_1 - m_1 = 0,912 m - 0,884 m = 0,028 m$$

stattgefunden, der 3 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus gleichkommt.

Schlufs. Wird diesem zu Folge eine gesättigte — mittlere magnetische Action — beschäftigt durch Anlegung von weichem Eisen, so findet eine Aenderung in der magnetischen Action statt, und zwar in der Art, daß eine geringe Stärkung, von einigen wenigen Procenten ihrer ursprünglichen magnetischen Erregung sich nachweisen läßt.

c) Schwache magnetische Action.

Die Normallamelle, deren magnetische Action m , blieb die nämliche und ihre Lage von der Bussole war auch dieselbe. Man mußte die schwache magnetische Action in die Entfernung $5,1^{\text{cm}}$ von der Mitte der Declinationsnadel legen, bis dieselbe in die Nulllage zurückkam, sonach war die zugehörige magnetische Action vor der Beschäftigung mit weichem Eisen:

$$m_1 = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132m.$$

Nach erfolgter Beschäftigung Fig. 1 Taf. III durch weiches Eisen, ergab die neue Messung eine Stärkung der magnetischen Action, denn 5,3^{cm} war nur die Entfernung von der Nadel gewesen, in welcher die abgelenkte Nadel auf Null zurückging und nachstehende magnetische Action zur Folge hatte:

$$m_1 = \frac{5,3^3}{10^3} \times m = 0,148m,$$

wenn m_1 die magnetische Action nach der Beschäftigung und m wieder diejenige der Normallamelle bedeuten.

Der Gewinn γ an magnetischer Quantität war:

$$\gamma = m_1 - m = 0,148m - 0,132m = 0,016m,$$

oder 12 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schlüsse. Aus dem Gehabten kann man schließen:

1. Gesättigte magnetische Actionen werden durch die Beschäftigung mit weichem Eisen nicht geändert.

2. Nicht gesättigte magnetische Actionen aber werden durch die entsprechende Beschäftigung mit weichem Eisen geändert, und zwar findet jedesmal eine Stärkung der magnetischen Erregung statt.

3. Werden nach *b)* und *c)* im Allgemeinen magnetische Actionen, die ihrem Sättigungspunkte näher stehen, im Verhältniß der ursprünglichen Quantitäten, weniger gestärkt als solche magnetische Actionen, die entfernter stehen.

d) Zwei Stäbe in entgegengesetztem Sinne an einander gestossen und an den Enden mit weichem Eisen beschäftigt.

1. Unbeschäftigt.

Die Entfernungen von der Bussole, in denen die magnetischen Längsstäbe vor dem Anstoß mit weichem Eisen lagen, waren:

$$5,3^{\text{cm}} \text{ und } 13^{\text{cm}},$$

sonach die entsprechenden magnetischen Actionen bei der gleichen Normallamelle — deren gemeinschaftliche Quantität m — und derselben Lage von der Bussole, war für:

$$\text{Lamelle a: } m_1 = \frac{5,3^3}{18^3} \times m = 0,148$$

und für

$$\text{Lamelle b: } m_2 = \frac{13,2^3}{10^3} \times m = 2,299 m.$$

Der Anstofs und die Trennung wurden nach Fig. 2 Taf. III vorgenommen. Nach der Trennung mußte aber die Lamelle a in die grössere Entfernung 6,2^{cm} gelegt werden, damit die Nadel der Lage Null zurückgeführt wurde; die stärkere magnetische Action dagegen erfuhr keine Aenderung. Die zugehörige magnetische Action m_1 nach der Trennung war:

$$m_1 = \frac{6,2^3}{10^3} \times m = 0,238 m.$$

Der Gewinn γ an magnetischer Action war:

$$\gamma = m_1 - m_2 = 0,238 m - 0,148 m = 0,090 m,$$

oder 60 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

2. Beschäftigt.

Die früheren magnetischen Actionen 0,148 m und 2,299 m wurden an denselben Lamellen wieder hergestellt, alsdann wurden beide nach Fig. 3 Taf. III aneinandergestossen und die Enden durch weiches Eisen beschäftigt. Nach Verlauf einiger Zeit wurde diese Combination aufgehoben und eine neue Messung vorgenommen. Die magnetische Action der stärkeren Lamelle blieb ungeändert, die schwächere magnetische Erregung dagegen, welche jetzt in dem Abstände 6,3^{cm} lag, wurde gestärkt, ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus war nun

$$m_1 = \frac{6,3^3}{10^3} \times m = 0,250 m.$$

Der Gewinn an magnetischer Erregung unter 1) war $\gamma = 0,090 m$ und derjenige unter 2) $\gamma_1 = m_1 - m_2 = 0,250 m - 0,148 m = 0,102 m$, sonach ein Mehrgewinn γ_1 im zweiten Falle an magnetische Quantitäten:

$$\gamma_1 = \gamma - \gamma_1 = 0,102 m - 0,090 m = 0,012 m,$$

oder 8 Proc. der ursprünglichen Stärke.

Schluss. Kommt eine starke magnetische Action und eine schwache magnetische Action in entgegengesetztem Sinne zum Anstoss, so ist der Zuwachs an magnetischer Action bei der Beschäftigung mit weichem Eisen gröfser als bei der Nichtbeschäftigung der gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen. Sollen daher nach diesem magnetische Stäbe aufbewahrt werden, so wähle man das System wie es unter 2) angegeben wurde, indem dadurch die vorhandenen magnetischen Erregungen in steter Thätigkeit erhalten bleiben, und die schwächere magnetische Action zugleich am meisten gestärkt wird. Dafs die starke magnetische Action sich nicht änderte, war vorauszusehen, da dieselbe schon sehr stark bei der Auswahl war.

Die Transversalmagnete, welche zu diesen Versuchen gebraucht wurden, waren 85^{mm} lang, 17^{mm} breit und 6^{mm} dick, und aus einer und derselben Stahlsorte gearbeitet.

B. Hufeisenlamellen.

a. Gesättigte magnetische Action.

Die Hufeisenlamelle, welche durch weiches Eisen beschäftigt werden soll, lag in der Entfernung 17,5^{cm} von der Declinationsnadel entfernt. Nach der magnetischen Sättigungsmethode konnte durch den betreffenden Streichmagneten (Elektromagnet) keine gröfsere magnetische Erregung erzielt werden. Die vorhandene gemeinschaftliche Quantität m , des erregten Magnetismus war demnach

$$m_1 = \frac{17,3^3}{10^3} \times m = 5,359 m.$$

Die Normallamelle, welche hier gebraucht wurde, war sehr schwach magnetisch erregt gewesen, deshalb die grofse Stärke 5,359 m der gesättigten magnetischen Action.

Nachdem die Beschäftigung durch weiches Eisen in der Weise, wie Fig. 4 Taf. III es zeigt, stattgefunden und die einige Zeit andauerte, ergab die neue Messung keine Aenderung in der magnetischen Action. Die Lamelle blieb in derselben Weise magnetisch erregt, war also in dieser Hinsicht dieselbe geblieben.

Schluss. Auch hier bei Hufeisenlamellen kann der durch Streichen eines kräftigen Magnets (Elektromagnets) er-

reichte magnetische Sättigungspunkt nicht überschritten werden durch die weitere Beschäftigung mit weichem Eisen.

b. Mittlere magnetische Action.

Nach Fig. 4 Taf. III wurde eine magnetische Action m , von der Stärke

$$m_1 = \frac{9^3}{10^3} \times m = 0,729 m,$$

durch weiches Eisen in Activität versetzt. Nach Verlauf einiger Zeit wurde das Eisen in der Richtung der Pfeile entfernt und eine neue Messung vorgenommen, welche eine geringe Stärkung der magnetischen Action ergab, denn die Lamelle lag in der etwas größeren Entfernung $9,1^{\text{cm}}$ von der Nadel der Bussole, folglich war nun die vorhandene magnetische Action:

$$m_1 = \frac{9,1^3}{10^3} \times m = 0,753 m.$$

Der Gewinn war:

$$\gamma = m_1 - m = 0,753 m - 0,729 m = 0,024 m,$$

oder 3,3 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schluss. Eine nicht gesättigte — mittlere magnetische Action — wird demnach durch die Beschäftigung mit weichem Eisen etwas gestärkt. Wenn der Gewinn auch nicht bedeutend, und nur einige Procente der ursprünglichen magnetischen Stärke betrug, so konnte derselbe doch bestimmt durch diesen Versuch mit Hülfe der magnetischen Nullmethode nachgewiesen, demnach nicht in Frage gestellt werden.

c. Schwache magnetische Action.

Eine schwache magnetische Action m , bei der nämlichen Normallamelle und derselben Lage von der Bussole wurde gewählt, dieselbe hatte dem Abstände $6,2^{\text{cm}}$ entsprechend die magnetische Stärke

$$m_1 = \frac{6,2^3}{10^3} \times m = 0,238 m.$$

Nachdem die Handlung der Beschäftigung durch weiches Eisen nach Fig. 4 Taf. III vorüber war, ergab die nachmalige Messung einen Zuwachs an magnetischer Action, d. h. die Lamelle war stärker magnetisch erregt worden. Die

Lamelle führte nun in der etwas größeren Entfernung 6,4^{cm} die Nadel wieder auf Null zurück, demnach die entsprechende magnetische Action m , nach der Beschäftigung

$$m_1 = \frac{6,4^3}{10^3} \times m = 0,262m,$$

wenn m die magnetische Erregung der Normallamelle darstellt.

Der Gewinn γ an magnetischer Action war:

$$\gamma = m_1 - m = 0,262m - 0,238m = 0,024m,$$

oder 10 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Folgerung. — Wird demnach eine schwache magnetische Action in Hufeisenform durch Anlegung von weichem Eisen beschäftigt, so findet gleichfalls eine Aenderung in der magnetischen Erregung statt; sie wird gestärkt nur einige Procente ihrer ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schlüsse. Auch bei Hufeisenlamellen ist man demnach berechtigt zu behaupten:

1. Gesättigte magnetische Actionen werden durch Anlegung von weichem Eisen nicht verändert, sie bleiben dieselben.

2. Nicht gesättigte magnetische Actionen dagegen werden durch Anlegung von weichem Eisen geändert, und zwar findet jedesmal ein kleiner Zuwachs an magnetischer Action statt.

3. Magnetische Actionen nach *b*) und *c*), die ihrem Sättigungspunkte näher stehen, werden im Verhältniß der ursprünglichen Quantitäten weniger gestärkt, als solche magnetische Erregungen, die dem erwähnten Punkte entfernter stehen.

d. Zwei Magnetstäbe in entgegengesetztem Sinne aneinander gestossen und an den Enden mit weichem Eisen beschäftigt.

1. Unbeschäftigt.

Die zwei Hufeisenlamellen lagen vor dem Zusammenstoße in den Entfernungen

4,2^{cm} und 12^{cm}

von der Nadel, und hatten sonach bei derselben Normal-
lamelle und der nämlichen Lage von der Bussole, die mag-
netischen Actionen m_I und m_{II} vor dem Zusammenstoß:

$$\text{Stab } a: \quad m_I = \frac{4,2^3}{10^3} \times m = 0,074m \text{ und}$$

$$\text{Stab } b: \quad m_{II} = \frac{12^3}{10^3} \times m = 1,728m,$$

wenn m die magnetische Action der Normallamelle darstellt.

Nach dem Zusammenstoß und der Trennung Fig. 5 Taf. III
mußte nun die Lamelle a in die größere Entfernung $5,1^{\text{cm}}$
gelegt werden, damit die vorher durch die Normallamelle
abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückging, während die
stärkere magnetische Action in dem früheren Abstände lag,
demnach ungeändert geblieben war. Die nun vorhandene
magnetische Action m_1 der schwachen Lamelle war:

$$m_1 = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132m,$$

folglich der Gewinn γ an magnetischer Erregung:

$$\gamma = m_1 - m_I = 0,132m - 0,074m = 0,058m$$

oder 78 Proc. der ursprünglichen Stärke. Die Stärkung in
diesem Falle war bedeutend.

2. Beschäftigt.

Die magnetischen Actionen $0,074m$ und $1,728m$ und
Hufeisenlamellen waren dieselben, denn die Lamellen lagen
wieder in den Entfernungen $4,2^{\text{cm}}$ und 12^{cm} . Beide wur-
den nun nach Fig. 6 Taf. III zusammengestoßen, sowie die
Enden durch weiches Eisen beschäftigt. Nachdem diese
Verbindungsweise einige Zeit andauerte, schritt man zur Auf-
lösung und Messung. Das Resultat war: die magnetische
Action der stärkeren Lamelle blieb, während die Action der
schwächeren Lamelle mehr als unter 1) gestärkt wurde.
Ihre Entfernung von der Bussole betrug nun $5,5^{\text{cm}}$, folglich
war die zugehörige magnetische Action:

$$m_1 = \frac{5,5^3}{10^3} \times m = 0,166m.$$

Im ersten Fall unter 1) war der Gewinn $\gamma = 0,058m$,

unter 2) dagegen $\gamma_1 = 0,092 m$, demnach ein Mehrgeinn γ_u im zweiten Falle an magnetischer Action von

$$\gamma_u = \gamma - \gamma_1 = 0,092 m - 0,058 m = 0,034 m.$$

Schluss. Wird an eine starke magnetische Action (Hufeisenlamelle) eine schwache magnetische Action in entgegengesetztem Sinne angestossen, so ist die Stärkung der schwachen magnetischen Action bei der Anlegung von weichem Eisen gröfser als im andern Falle. Will man daher Hufeisenlamellen aufbewahren, so ist es am besten, die Verbindungsweise unter 2) zu wählen, um die magnetische Erregung einer schwachen Lamelle zu stärken, und zugleich die magnetischen Erregungen in steter Thätigkeit zu erhalten. Die innere Weite der zur Anwendung gekommenen Hufeisenlamellen war 39^{mm}, die äufsere dagegen 70^{mm}.

Darmstadt im August 1868.

V. Ueber die Bedeutung der Isolatoren in der Elektrizitätslehre; von Th. Schwedoff in St. Petersburg.

I. Abhandlung.

Erwärmung bei der Entladung eines Condensators.

Die Frage nach der Vertheilung der elektrischen Massen in einem Systeme leitender Körper ist mehrfach behandelt worden; es wurde aber dabei den Leitern die wesentliche Rolle zugeschrieben; in ihnen sollten sich die elektrischen Massen zerlegen und sich auf ihren Oberflächen sammeln; die Isolatoren dagegen sollten nur als Gefässe dienen, die der Elektrizität den Ausgang in den luftverdünnten oder leeren Raum wehren. Da aber die Erscheinung der Rückstände bei den starren Isolatoren mit Hülfe dieser Principien nicht erklärt werden konnte, so wurden dieselben modificirt und zwar in zweifacher Weise. Die Einen sehen

die Isolatoren als schlechte Gefäße an, welche die elektrischen Flüssigkeiten in ihr Inneres eindringen lassen, Andere dagegen schrieben das Phänomen der Rückstände den leitenden Körperchen zu, welche sich in der isolirenden Zwischenschicht eines Condensators befinden, und unter der Wirkung der äußeren Massen eine Polarität annehmen, die sich nach der Entladung des Condensators erst allmählig verliert. Die erste Ansicht wurde unter Anderen vom Hrn. v. Bezold vertreten. In einer kürzlich erschienenen Abhandlung ¹⁾ über die isolirende Zwischenschicht hat Clausius das Ungenügende dieser Ansicht dargethan, und die Folgerungen der zweiten Hypothese auf analytischem Wege auseinandergesetzt, so daß wir die von Clausius hergeleiteten Formeln als das letzte bis jetzt gesprochene Wort der Theorie ansehen müssen. Es ist daher interessant zu untersuchen, in wie weit diese Formeln den wirklichen Thatsachen entsprechen; es schien mir diese Frage noch um so interessanter, da schon frühere von Clausius abgeleitete Formeln mit den von Poggendorff experimentell gefundenen Sätzen in direktem Widerspruche zu stehen scheinen. ²⁾

¹ Ich will erst zeigen, welche Gröſsen zu bestimmen und welche Beziehungen zu verificiren sind.

Bedeutet G denjenigen Theil des Volumens der isolirenden Schicht eines Condensators, welcher von den leitenden Körperchen eingenommen ist, Q die Elektrizitätsmenge, welche auf einer Belegung des Condensators vor Entladung sich befand, R den Rückstand, d. h. die Elektrizitätsmenge, welche nach der Entladung auf derselben Belegung zurückblieb, so findet Clausius folgende Relation zwischen den genannten Größen.³⁾

$$R = \frac{3G}{1+2G} Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (\alpha).$$

In ähnlicher Weise hat man für einen zweiten Conden-

1) Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie. 2. Abtheilung
S. 140, Braunschweig 1867.

2) Pogg. Ann. Bd. CXXVI (1865) S. 307.

3) Ueber die isolirende Zwischenschicht, S. 154.

sator, dessen isolirende Schicht aus einem anderen Stoffe besteht.

$$r = \frac{3g}{1+2g} q \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (\beta).$$

Bezeichnet s die Oberfläche der Belegungen und c die Dicke der isolirenden Schicht, welche Größen für beide Condensatoren gleich genommen werden können, so haben wir für die bei der Entladung außerhalb der Zwischenschichten entwickelten Wärmemengen A und δ folgende Ausdrücke ¹⁾

$$A = k \frac{c}{s} (1 - M)^2 Q^2 \cdot \cdot \cdot \cdot (A)$$

$$\delta = k \frac{c}{s} (1 - m)^2 q^2 \cdot \cdot \cdot \cdot (B)$$

wo k eine Constante und M, m respective die Brüche $\frac{3G}{1-2G}$, $\frac{3g}{1-2g}$ bezeichnen.

Aus den Gleichungen (α), (β) erhalten wir

$$M = \frac{R}{Q} \quad m = \frac{r}{q}$$

und hieraus

$$\frac{(1 - M)^2}{(1 - m)^2} = \frac{\left(1 - \frac{R}{Q}\right)^2}{\left(1 - \frac{r}{q}\right)^2}.$$

Aus (A) und (B) folgt

$$\frac{(1 - M)^2}{(1 - m)^2} = \frac{A}{\delta} \frac{q^2}{Q^2}$$

und aus den zwei letzten Gleichungen:

$$\frac{A}{\delta} = \left(\frac{1 - \frac{R}{Q}}{1 - \frac{r}{q}} \right)^2 \frac{Q^2}{q^2} \cdot \cdot \cdot \cdot (I)$$

Diese Beziehung muß zwischen den Größen $\frac{R}{Q} \frac{r}{q} \frac{Q}{q} \frac{A}{\delta}$ bestehen, wenn die von Clausius gemachten Annahmen richtig sind. Dazu müssen wir noch die Gleichung (A) hinzufügen, welche zeigt, daß die bei der Entladung außerhalb des Isolators entwickelte Wärmemenge der Dicke der iso-

1) A. a. O. S. 160.

lirenden Schicht proportional ist, vorausgesetzt, daß diese Dicke gegen den Durchmesser der Belegung verschwindend ist. Um die angeführten Gröfsen zu bestimmen, müssen wir also die vor und nach der Entladung auf den Belegungen vorhandenen Elektrizitätsmengen und die bei der Entladung auferhalb des Isolators entwickelte Erwärmung messen, welche letztere aus zwei Theilen besteht: aus der Erwärmung in dem die beiden Belegungen verbindenden Drahte und aus dem Theile, welcher im Funken erzeugt wird. Da aber alle Messungen mit unvermeidlichen Fehlern behaftet sind, und da man wohl eine Abweichung der Theorie von den experimentell gefundenen Beziehungen durch diese Fehler zu erklären versuchen könnte, so glaubte ich bei meinen Untersuchungen solche Methoden wählen zu müssen, welche für die gesuchten Gröfsen eine Gränze bestimmen, die ungeachtet aller Fehler nicht überschritten werden kann.

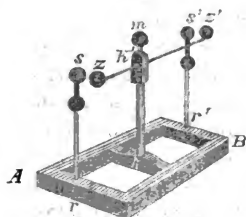
Ueber die Art der Einschaltung des elektrischen Luftthermometers in den Schließungsbogen.

Hr. Riefs hat bei seinen berühmten Untersuchungen über die bei der Entladung einer Batterie erzeugte Erwärmung die verschiedenen Theile des Schließungsbogen so zusammengestellt, ¹⁾ daß die während der Ladung der Batterie *auf ihrer äusseren Belegung angehäuften Elektrizitätsmenge* durch die mit dieser Belegung verbundene Maafsflasche gemessen wurde. Um die Entladung zu bewirken, wurde die Elektrizität der äusseren Belegung zur Erde, *die innere Belegung mittels des in der Thermometerkugel ausgespannten Drahtes* mit der Erde verbunden. Bei dieser Anordnung fließt durch den Thermometerdraht nicht dieselbe Menge Elektrizität, welche durch die Maafsflasche gemessen wird, sondern auch der Ueberschuss, welcher sich auf der inneren Belegung und auf dem Conductor der Elektrisirmaschine befindet, so daß die im Thermometer beobachteten Erwärmungen nicht den wirklichen durch den Draht fließenden

1) Pogg. Ann. 1837 Bd. XXXX, S. 339. Die Lehre von der Reibungselektricität, von Riefs Bd. I, §. 387.

Elektritätsmengen entsprechen. Der hieraus entstehende Fehler ist schon von H. Riess selbst bemerkt worden.¹⁾ Es hat sich auch erwiesen, was zu erwarten war, daß der Einfluß dieses Fehlers desto größer war, je kleiner die Oberfläche der Batterie. Bei Franklin'schen Tafeln, die ich zu meinen Versuchen benutzt habe, könnte also der Einfluß dieses Fehlers besonders groß seyn. Um nun diesen Fehler zu vermeiden und um durch den Thermometerdraht dieselbe Elektritätsmenge strömen zu lassen, welche an der Maassflasche gemessen wird, isolire ich nach der Ladung der Batterie ihre äußere Belegung von der Maassflasche und verbinde sie mittelst des im Thermometer ausgespannten Drahtes mit der Erde. Wird jetzt die metallische Verbindung zwischen der inneren Belegung und der Erde hergestellt, so fließt die auf der äußeren Belegung vorhanden gewesene Elektritätsmenge allein durch den Draht des Thermometers. Um die soeben beschriebene Manipulation rasch ausführen zu können, benutzte ich einen Apparat, den ich im Folgenden *elektrischen Commutator* nennen will. Auf einem horizontalen Rahmen *AB* (Fig. 1) sind drei Glasstäbchen lothrecht befestigt; auf den mittleren Stab *kk'* ist ein Kautschukhütchen gesetzt, durch welches ein dicker Draht *zz'* geht. Fünf Messingkugeln *s's'z's'm* [1" im Durchmesser], sind auf die Enden dieses Drahtes, auf die Stäbchen *rr'* und auf das Hütchen *k'* gesetzt. Der Draht *zz'* kann mit den Hütchen und

Fig. 1.



der Messingkugel *m* in einer horizontalen Ebene um den Stab *kk'* als Axe gedreht werden; die Kugel *s* wird mit der äußeren Belegung einer Maassflasche, die Kugel *s'* mit einem Ansatzstücke des Thermometers, die Kugel *m* dagegen mit der äußeren Belegung der Batterie verbunden. — Vor dem

Laden drehe ich das Hütchen mittelst eines [auf der Zeich-

1) Pogg. Ann. 1837 Bd. XXXX, S. 343.

nung nicht angegebenen] Hebels so, daß sich die Kugeln z und s berühren, während die Kugeln $s'z'$ von einander abstehen; vor dem Entladen bringe ich die Kugeln z' und s' in Berührung, wodurch die Berührung zwischen z und s aufgehoben wird. Dadurch kann ich die äußere Belegung der Batterie, welche durch die Kugel m mit dem Drahte zz' verbunden ist, abwechselnd mit der Maafsflasche und dem Thermometer verbinden.

Bestimmung des Verlustes der Ladung.

Gewöhnlich wird vorausgesetzt, daß die Ladung einer Batterie durch die Zahl der Funken einer Maafsflasche vollständig bestimmt wird. Es würde dieses jedoch nur dann richtig seyn, wenn die ganze auf die Belegungen der Batterie übergeführte Elektrizitätsmenge auf den Belegungen auch verbleibe. Es kann sich aber sehr wohl ein Theil der angehäuften, ungleichnamigen elektrischen Massen in die Luft verlieren, ein anderer Theil sich über den Rand der Flaschen verbinden, ein dritter Theil endlich in das Innere der Zwischenschicht eindringen. Wir sind nicht berechtigt unbedingt anzunehmen, daß die sogenannten Isolatoren Nichtleiter im strengen Sinne des Wortes sind. Glas wird zu den besten Isolatoren gezählt und doch giebt es Glassorten (von bläulicher Färbung), welche die Elektrizität so gut leiten, wie feuchtes Papier. Warum sollte nicht diese Eigenschaft der Leitung, wenn auch in geringerem Grade, auch anderen Glassorten zukommen? Um ein aus obengenannten Gründen, möglicher Weise stattfindenden Verlust der Ladung zu bestimmen, und zwar in denselben Einheiten, in welchen die Ladung selbst gemessen wird, verfare ich folgender Weise. Nachdem die innere Belegung der Batterie mit einer gewissen Menge positiver und die äußere mit negativer Elektrizität Q geladen ist, hebe ich die Verbindung zwischen der inneren Belegung und dem positiven Pol der Elektrisirmaschine auf, und stelle die Verbindung zwischen der inneren Belegung und dem negativen Pole der Elektrisirmaschine her. Die äußere Belegung bleibt immer mit der

Maafsflasche verbunden. Drehe ich die Elektrisirmaschine wieder, so entladet sich die Batterie langsam; die negative Elektrizität fließt jetzt vom negativen Pol der Elektrisirmaschine auf die innere Belegung und neutralisirt die darauf von der Ladung zurückgebliebene Menge positiver Elektrizität. Die negative der äusseren Belegung wird frei, und geht in die Maafsflasche über. Zähle ich jetzt die Funken derselben, bis die beiden Belegungen der Batterie sich vollständig entladen haben, und ist diese Zahl Q_1 , so kann ich überzeugt seyn, dafs die von der ursprünglichen Ladung auf der äusseren Belegung der Batterie frei gebliebene Ladung zwischen Q und Q_1 liegt und dafs der mögliche von allen Verlusten herrührende Fehler kleiner als $Q - Q_1$ ist.

Ich habe diese Methode an Batterien von verschiedener Gröfse geprüft, und es hat sich erwiesen, dafs der Verlust der Ladung desto gröfser ist, je kleiner die Zahl der Flaschen, und je dicker das Glas derselben ist. Besonders grofs kann der Verlust bei den Franklin'schen Tafeln seyn. Als Beispiel führe ich einen Versuch an, mit einem Condensator, dessen isolirende Zwischenschicht aus einer quadratischen Kautschukplatte (400^{mm} Seite, 2,85^{mm} Dicke) bestand und deren Stanniolbelegungen 286^{mm} im Durchmesser halten. Die Platte lag horizontal auf vier Glasgefäfsen, die obere Belegung wurde abwechselnd mit den Polen einer Elektrisirmaschine, die untere mit der Maafsflasche verbunden. Q bezeichnet die Zahl der Funken der Maafsflasche bei der Ladung, Q_1 bei der Entladung.

Q	4	5	6	7	8	9	10	11	12	20
Q_1	3	4	5	6	6	6	7	6	6	7.

Aus diesen Zahlen sieht man, dafs es unrichtig wäre Q , d. h. die Zahl der Funken der Maafsflasche beim Laden als Maafs der auf dem Condensator angehäuften Elektrizität anzusehen. Die disponible Ladung wächst viel langsamer als Q und erreicht bald eine Gränze, die nicht überschritten werden kann, wie lange auch die Elektrisirmaschine gedreht wird.

Um diese Methode zu prüfen, habe ich in einer zweiten

Reihe von Versuchen die Erwärmung beobachtet, welche bei der Entladung des oben angeführten Kautschukcondensators im Thermometerdrahte erzeugt wird. In der folgenden Tabelle bezeichnet Δ die Stellung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre, Q hat die frühere Bedeutung.

Q	4	5	6	7	8	9	10	11
Δ	2,3	2,7	4,4	4,9	6,3	7,3	7,4	7,2

Man sieht, daß die Erwärmung nur bei schwachen Ladungen wächst, später aber ein Maximum erreicht, daß sie nicht überschreitet. Dieses rührt daher, daß bei stärkeren Ladungen der Verlust an Elektrizitätsmenge gleich wird der von der Elektrisirmaschine zugeführten Menge. Um den größten möglichen Werth des Verlustes zu bestimmen, kann man die von mir soeben beschriebene Methode der langsamen Entladung anwenden. Ist z. B. Q die Zahl der Funken der Maafsflasche bei dem Laden und Q_1 die bei langsamer Entladung, so kann die durch den Schließungsbogen fließende Menge nur zwischen Q und Q_1 liegen und alle Verluste können nicht die Gröfse $Q - Q_1$ überschreiten.

Rückstände. Dasselbe gilt mit größerem Rechte für Rückstände. Haben wir auf die Belegung die Menge Q übergeführt und Q_1 ihr wieder entzogen, so kann die auf den Belegungen zurückgebliebene Menge nur kleiner als $Q - Q_1$ seyn, muß also zwischen Q und $Q - Q_1$ liegen.

Prüfung des elektrischen Thermometers. Die bei der Entladung einer Batterie erzeugte Wärmemenge wird gewöhnlich der Verschiebung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre proportional gesetzt, was in gewissen Gränzen richtig seyn mag; suchen wir aber nach einem Grunde, diese Proportionalität ganz allgemein anzunehmen, so haben wir nur den theoretischen Beweis dieses Satzes, welcher von Hr. Riefs vor 30 Jahren gegeben wurde, wobei jedoch die Reibung der Flüssigkeit gegen die Röhrenwände nicht mit in Betracht gezogen worden.

Um zu untersuchen, in wie weit der daraus entstehende Fehler zu vernachlässigen sey, habe ich das Thermometer einer Prüfung unterworfen, welche wesentlich im Folgenden

besteht. Zwei beliebig gewählte Flaschen, deren innere Belegungen mit den unbeweglichen Kugeln zweier Riefs'schen Entlader, die äusseren dagegen mit einem Ansatzstücke des Thermometers verbunden sind, werden erst einzeln, dann gleichzeitig entladen. Ist die Verschiebung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre für die erste Flasche a , für die zweite b , für gleichzeitige Entladung der beiden Flaschen c und ist dabei $a + b = c$, so schliesse ich, dass die Angaben des Thermometers richtig sind. Eine detaillirte Beschreibung der von mir in diesem Sinne ausgeführten Messungen und der Apparate, welche zum raschen Laden und Entladen construirt wurden, würde zu weit führen; ich beschränke mich daher auf folgende Angaben der erhaltenen Resultate. Die Verschiebung in der Thermometerröhre ist überhaupt den Erwärmungen nicht proportional; aber die Beziehung zwischen ihnen nähert sich der Proportionalität um so mehr, je gröfser die Verschiebung selbst ist und je langsamer die Bewegung der Flüssigkeit vor sich geht. Den Grund davon mufs man in der anfänglichen Reibung suchen, die die Flüssigkeit zu überwinden hat, um aus der Ruhe in Bewegung zu kommen. Der Einfluss dieser Reibung auf die Thermometeranzeiger mufs desto gröfser seyn, je kleiner die Kraft ist, welche die Flüssigkeit bewegt, also je kleiner die Verschiebung ist.

Die folgenden Zahlen, welche die Mittel aus vier Messungen sind, können davon ein Beispiel geben.

Flasche	Stellung der Flüssigkeit		
1.	6,4		
2.	11,5		
3.	17,0		Differenz
1. u. 2. gleichzeitig	20	20	$-(6,4 + 11,5) = 2,1$
1. u. 3. " "	25	25	$-(6,4 + 17,0) = 1,6$
2. u. 3. " "	29,7	29,7	$-(11,5 + 17,0) = 1,2$

Der Draht im Thermometer hatte 170^{mm} Länge und 0,08^{mm} Dicke. Aus den Zahlen dieser Tafel folgt, dass die Differenzen zwischen der Stellung bei gleichzeitiger Entladung zweier Flaschen und der Summen der Stellungen bei

einzelnen Entladungen derselben Flasche desto kleiner werden, je größer die Verschiebungen selbst sind.

Um diese Methode einer eingehenderen Controle zu unterwerfen, habe ich eine Batterie mit verschiedenen Mengen Elektricität geladen und die Stellungen des Thermometers bei der Entladung beobachtet. Ich erhielt aus vier Messungen:

Elektricitätsmenge	10	20	30	40
Verschiebungen	4	30	66	124

Man sieht, daß die Verschiebungen den Quadraten der Elektricitätsmengen erst dann proportional werden, wenn die Verschiebungen groß sind. Bei der Menge 10 ist die Verschiebung 4, während sie doch 7 seyn müßte, wenn das Gesetz der Proportionalität streng wäre. Bei Einschaltung von Drähten verschiedener Dicke und Länge in das Thermometer fand ich, daß die Länge des Drahtes keinen Einfluß auf die Abweichungen der Thermometerangaben von der Proportionalität ausübt, wohl aber die Dicke des Drahtes. Je größer nämlich der Durchmesser desselben ist, desto näher stimmt der Gang des Thermometers mit dem Gesetz der Proportionalität, so daß bei 0^{mm},2 dicken Platindrähten die Verschiebungen sehr nahe den Erwärmungen proportional sind. Es erklärt sich diess aus dem Umstande, daß dicke Drähte ihre Wärme der umgebenden Luft nur langsam abgeben, die Bewegung der Flüssigkeit also verhältnismäßig langsam vor sich geht, in Folge dessen die Reibung auch unbedeutend wird.

Die folgende Tafel stellt den Gang eines Thermometers dar, dessen Draht 150^{mm} Länge bei 0^{mm},2 Dicke hatte. Hierbei bedeutet:

- A_1 Verschiebung bei der Entladung der ersten Flasche
- A_2 dieselbe für die zweite Flasche
- $A_{1,2}$ dieselbe bei gleichzeitiger Entladung beider Flaschen.

Die Entladung wurde bei verschiedenen Ladungen wiederholt und jede horizontale Reihe entspricht einer Ladung.

A_1	A_2	$A_{1,2}$	Differenz
0,87	1,17	2,1	0,16
1,3	2,5	3,9	0,1
2,6	3,9	7,0	0,5
3,9	5,9	10,2	0,4
5,0	8,0	12,1	— 0,9
6,2	10,2	17,0	0,6
7,4	14,5	21,5	— 0,4.

Die Zahlen dieser Tabelle zeigen, daß die Differenzen $A_{1,2} - (A_1 + A_2)$ kleiner als 1 sind, d. h. daß der mögliche Fehler bei der Bestimmung der Erwärmung mit Hilfe des obenerwähnten Thermometers nicht mehr als einen Scalentheil desselben betragen kann.

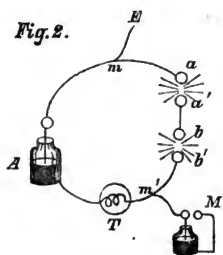
Messung der zur Erzeugung eines Funkens nöthigen Wirkung.

Daß ein Schließungsfunke auf die Erwärmung im Schließungsdrahte einen Einfluss übt, ist wohl bekannt; man hat auch verschiedene Methoden vorgeschlagen, um die Erwärmung in Funken selbst zu bestimmen. Die umfangreichsten Untersuchungen hierüber sind von Hrn. Poggendorff und Hrn. Paalzow ausgeführt. Die Methoden auf welchen diese Messungen beruhen, können zwar zur Bestimmung der relativen Erwärmung dienen, welche durch einen Funken erzeugt werden; für die Theorie aber ist es wichtig, die absoluten Wärmemengen zu bestimmen, welche bei der Erzeugung eines Funkens in dem Schließungskreise verloren geht und sie in denselben Einheiten auszudrücken, in welchen die Erwärmung des metallischen Theiles der Schließungskette bestimmt wird. Es ist verständlich, daß wir diese Größe nicht dadurch bestimmen können, daß wir irgend ein beliebiges Thermometer in den Funken einschalten, oder in dessen Nähe bringen, oder aber den Funken in der Kugel eines Luftthermometers überspringen lassen; in allen diesen Fällen wird vom Thermometer nur ein Theil der Wärme aufgefangen und der andere verliert sich in dem umgebenden Mittel. Außerdem werden bei einem Funken Schall, Licht und andere mechanische Wirkungen hervorgebracht,

welche durch ein Thermometer nicht gemessen werden, welche aber bei ihrer Entstehung eine gewisse Wärmemenge verbrauchen.

Aus diesen Gründen glaubte ich zur Bestimmung der gesuchten GröÙe einen anderen Weg einschlagen zu müssen, der im Wesentlichen auf folgendem Princip beruht. Die Summe aller bei Entladung eines Condensators erzeugten Wirkungen kann nur von der Stärke der Ladung, von der GröÙe, der Form und dem Stoffe des Condensators, nicht aber von der Schließungskette abhängen. Bleibt daher bei demselben Condensator die Ladung constant, so wird auch die Summe aller in den Gesamttheilen der Kette (den Funken mit einbegriffen) erzeugten Wirkungen constant.

Fig. 2 stellt schematisch die von mir gewählte Anordnung der verschiedenen Theile des Schließungskreises dar. *A* ist eine aus drei Flaschen bestehende isolirt gestellte



Batterie, *T* das elektrische Luftthermometer, *a, a', b, b'* vier gleich große auf Glasfüßen ruhende Messingkugeln; zwischen *a* und *a'* wie auch zwischen *b* und *b'* springt der Funke über. *Ama, a'b, b'm'* *A* sind dicke zur Schließung dienende Kupferdrähte, *mE* und *m'M* sind zwei Drähte, welche zur Verbindung der Schließungs-

kette mit einem Pol der Elektrisirmaschine *E* und mit der inneren Belegung der Maafsf Flasche dienen. Der andere Pol und die äußere Belegung sind zur Erde abgeleitet. Bei der Drehung der Elektrisirmaschine häuft sich z. B. positive Elektrizität auf der inneren Belegung der Batterie und auf der Kugel *a* an und treibt dabei die positive Elektrizität von der äußeren Belegung in die Maafsf Flasche. Bei einer gewissen Spannung werden die Luftschichten *aa', bb'* durchbrochen und die negative Elektrizität der äußeren Belegung verbindet sich durch den im Thermometer ausgespannten Draht mit der positiven der inneren Belegung. Der Ueber-

schufs des letzten geht nicht durch den Thermometerdraht, bleibt hingegen auf der inneren Belegung oder geht in die Maafsflasche über. Sind die Funkenstrecken grofs, so bleibt auf den Belegungen ein Rückstand, welcher auf die oben erwähnte Weise gemessen werden kann. Bei den Versuchen habe ich solche Abstände gewählt, bei denen die Rückstände kleiner als $\frac{1}{17}$ der ganzen Ladung sind. Die Messingkugeln a und a' , b und b' können in verschiedene Abstände ¹⁾ von einander gebracht werden, welche mittelst zweier in Millimeter getheilten Scalen gemessen werden können. In folgender Tafel sind die Mittelzahlen der hierbei im Thermometer beobachteten Verschiebungen Δ und die ihnen entsprechenden Abstände der Kugeln angeführt, wobei y den Abstand der Kugeln aa' von einander, x den der Kugeln bb' bedeutet. ²⁾

x	y	Δ	
0 ^{mm} ,0	5 ^{mm} ,0	11,6	} (α)
1 ,0	4 ,0	10,1	
2 ,1	4 ,0	10,0	
3 ,1	4 ,0	9,5	
4 ,0	4 ,0	8,4	
0 ,0	6 ,0	11,5	

Man sieht hieraus, dafs die Erwärmung im Luftthermometer mit wachsender Funkenlänge abnimmt. Bezeichnen wir mit W die zur Erzeugung eines Funkens verbrauchte Wärmemenge und mit x die Länge des Funkens, so ist $W = F(x)$. Die Form dieser Funktion läfst sich aus dem oben angedeuteten Princip bestimmen. Nach ihm mufs die Summe der in unserer Kette erzeugten Wirkungen con-

- 1) Da den verschiedenen Funkenstrecken auch verschiedene Ladungen entsprechen können, so mufs man, wenn man die Wirkungen bei derselben Ladung vergleichen will, nur jene Entladungen in Betracht ziehen, welche bei derselben Zahl der Funken der Maafsflasche zu Stande kommen.
- 2) Es wurden 58 Entladungen ausgeführt, unter welchen 22 bei derselben Ladung hervorgetreten sind. Die in der Tabelle angeführten Zahlen sind Mittelzahlen aus 22 Beobachtungen.

stant bleiben. Bezeichnen wir diese Constante mit c , so haben wir:

$$F(x) + F(y) + A = \text{Const.}$$

Führen wir in diese Formel statt x, y, A , die aus den Versuchen bestimmten Zahlen Tabelle (α) ein, so erhalten wir folgende Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} 11,6 + F(0) + F(5) &= c \\ 10,1 + F(1) + F(4) &= c \\ 10,0 + F(2,1) + F(4) &= c \\ 9,5 + F(3,1) + F(4) &= c \\ 8,4 + F(4) + F(4) &= c \\ 11,5 + F(0) + F(6) &= c \end{aligned} \right\} (\beta)$$

Ziehen wir von der ersteren dieser Gleichungen alle folgenden ab, so erhalten wir:

$$\left. \begin{aligned} 1,5 + F(0) - F(1) + F(5) - F(4) &= 0 \\ 1,6 + F(0) - F(2,1) + F(5) - F(4) &= 0 \\ 2,1 + F(0) - F(3,1) + F(5) - F(4) &= 0 \\ 3,2 + F(0) - 2F(4) + F(5) &= 0 \\ 0,1 + F(5) - F(6) &= 0 \end{aligned} \right\} (\gamma)$$

Man kann diesen Gleichungen genügen, wenn man für die F eine parabolische Function nimmt mit einem unbestimmten Parameter, so daß $F(x) = ax^2$. Setzt man diese Function in die Gleichungen (γ) so wird

$$\begin{aligned} 1,5 - 0,7 \cdot 6,4 \cdot a &= 0 \\ 1,6 - 1,2 \cdot 1,3 \cdot a &= 0 \\ 2,1 - 0,5 \cdot 2,5 \cdot a &= 0 \\ 3,2 - 1,7 \cdot 6,4 \cdot a &= 0 \\ 0,1 - 0,2 \cdot 1,3 \cdot a &= 0. \end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen erhält man dann, nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$a = 1,8$$

und schliesslich

$$F(x) = 1,8x^2.$$

Dies ist die Formel, welche die Wärmemenge bestimmt, die bei Erzeugung eines Funkens von x^{mm} Länge für den metallischen Schließungsbogen verloren geht, wobei $a = 1,8$ diejenige Wärmemenge bezeichnet, welche zur Erzeugung

eines 1^{mm} langen Funkens nöthig ist und wobei als Wärmeeinheit diejenige Wärmemenge genommen ist, welche im Schließungsdrahte eine solche Erhöhung der Temperatur erzeugt, daß die Flüssigkeit in der Thermometerröhre um einen Scalentheil verrückt wird.

Ich will nun beweisen, daß das von mir erwähnte Princip der Constanz der Wirkung W in den Gesamttheilen der Schließungskette richtig ist. Setzen wir in der Formel

$$1,8x^{\frac{1}{2}} + 1,8y^{\frac{1}{2}} + A = W$$

statt x, y, A die in der Tabelle (α) stehenden Zahlen, so wird:

$$W = 15,5$$

$$15,5$$

$$16,2$$

$$16,2$$

$$15,6$$

$$15,9$$

$$\text{Im Mittel } W = 15,9.$$

Berechnen wir nach der Formel $1,8x^{\frac{1}{2}}$ die Wärmemenge, welche zur Erzeugung eines 6^{mm} langen Funkens für den Schließungsdraht verloren geht, so erhalten wir 4,4, eine Gröfse, welche im Vergleich zu der Wärmemenge 15,8, welche in allen Theilen der Schließungskette erzeugt werden könnte, durchaus nicht unbedeutend ist. Es versteht sich, daß diese Zahlen nur für die Apparate gelten, welche von mir gebraucht wurden. Der Coëfficient a kann abhängen von der Gröfse und Gestalt der Elektroden sowohl, als auch vom Widerstande des Schließungsdrahtes. Bei meinen Versuchen waren die Elektroden 5^{mm} dicke Drähte mit halbkugelförmigen Enden. Wollte man diese Versuche wiederholen, so muß man erst die vortheilhafteste Länge des Schließungsdrahtes bestimmen, da bei zu kurzen Drähten die Verschiebungen im Thermometer unbedeutend sind und bei zu langen, die Funken zu klein werden, so daß ihr Einfluß durch unvermeidliche Fehler des Versuches ganz verdeckt werden könnte.

Einfluss der Dicke der isolirenden Zwischenschicht auf die Erwärmung in einer Schließungskette.

Will man diesen Einfluss bestimmen, so muß man zwei Condensatoren von verschiedener Dicke nehmen und dafür sorgen, daß alle andere Umstände des Versuches bei beiden Condensatoren identisch bleiben.

Erster Versuch. Zwei Glasscheiben, grünlicher Färbung mit ziemlich parallelen Wänden, wurden aus einem Kasten gewählt und aus ihnen Franklin'sche Tafeln mit kreisförmiger Stanniolbelegung von 250^{mm} im Durchmesser hergestellt. Jede Tafel wurde auf vier vertikale Glasfüße horizontal gelegt, ihre obere Belegung mit der unbeweglichen Kugel eines Riefs'schen Entladers und einem Pol der Elektrisirmaschine, ihre untere Belegung dagegen mit der mittleren Kugel des von mir oben beschriebenen elektrischen Commutators verbunden, so daß man die untere Belegung abwechselnd mit der Maassflasche und mit einem Ansatzstücke des Thermometers verbinden konnte. Der zweite Pol der Elektrisirmaschine, das andere Ansatzstück des Thermometers und die äußere Belegung der Maassflasche wurden mit der Erde verbunden.

Zunächst wollte ich untersuchen, ob die sich entladenden Elektricitätsmengen bei beiden Tafeln gleich seyen. Dazu benutzte ich die beschriebene Methode der langsamen Entladung. In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Versuche angeführt; hierbei bedeutet Q die beim Laden auf die Belegung übergeführten Elektricitätsmengen, Q_1 die bei langsamer Entladung der Belegung entzogene Elektricität, Δ Erwärmung im Thermometer bei momentaner Entladung.

Die Zahlen sind das Mittel aus vier Beobachtungen.

Dicke = 1 ^{mm} ,54.			Dicke = 1 ^{mm} ,37.		
Q	Q	Δ	Q	Q_1	Δ
10	9	8	10	9	7
12	11	10,5	12	11	9
14	12	11,5	14	13	10,5
16	13	12,0	16	14	11,5
18	13	12,5	18	14	12,5
20	13	12,0	20	15	13,5.

Man sieht, daß so lange die Gränzen der Verluste $Q - Q_1$ in beiden Tafeln gleich sind, die Erwärmung bei Benutzung der dickeren Platte größer ist. Bei starken Ladungen sind die Verluste für die dickere Platte bedeutend größer als für die dünnere, so daß die Entladungen nicht bei derselben Elektrizitätsmenge geschieht, daß hingegen für die dickere Platte diese Mengen und in Folge dessen auch die Erwärmungen, kleiner als bei der dünneren Tafel sind. Bei schwachen Ladungen also wird der Bedingung der Elektrizitätsmengen am besten genügt. Für $Q = 10$ ist das Verhältniß der Erwärmungen $\frac{8}{7} = 1,14$ und das Verhältniß der Dicke 1,12, so daß die Erwärmung des Schließungsdrahtes der Dicke proportional ist.

Um das Verhältniß für die von den Funken verbrauchte Wärme zu bestimmen, habe ich die Schlagweiten gemessen, für welche die Entladung in beiden Condensatoren bei $Q = 10$ stattfindet. Die Schlagweiten erwiesen sich 5^{mm},5 für die dickere und 4,0 für die dünnere Platte; daraus folgt das Verhältniß der von den Funken verbrauchten Wärmemengen $\frac{(5 \cdot 5)^{\frac{1}{2}}}{(4)^{\frac{1}{2}}} = 1,17$ was von den Zahlen 1,14 und 1,12 nur sehr wenig abweicht.

Zweiter Versuch. Zwei Franklin'sche Tafeln wurden aus demselben Stücke Glas gefertigt. Ihre Wände waren nicht parallel. Die mittlere Dicke der einen Tafel war größer, als die der anderen.

Es hat sich wieder ergeben, daß die Erwärmung für die dickere Tafel größer ist, so lange die Gränzen der Ladung für beide Tafeln gleich sind.

mittlere Dicke 1,32			mittlere Dicke 1,24		
Q	Q_1	A	Q	Q_1	A
6	5	5	6	5	5
7	6	7,5	7	6	6
8	6	8,5	8	6	8
9	6	8	9	6	9

Dritter Versuch. Als Condensatoren dienten mir zwei 400^{mm} lange und breite Platten von Hartgummi mit Stan-

niolbelegungen von 286^{mm} im Durchmesser. Da die Platten bei ihrer Fabrikation gewalzt worden waren, sind ihre Flächen als nahezu parallel zu betrachten. Vier Versuchsreihen haben ein Mittel ergeben:

Dicke 2 ^{mm} ,85.			Dicke 1 ^{mm} ,55.		
Q	Q ₁	A	Q	Q ₁	A
4	3	2,3	4	3	1,3
5	4	2,7	5	4	2,3
6	5	4,4	6	5	3,1
7	6	4,9	7	6	4,4
8	6	6,3	8	7	5,4
9	6	7,3	9	8	8,5.

Für $Q=4$ ist das Verhältniß der Erwärmungen $\frac{2,3}{1,3}=1,77$ und das Verhältniß der Dicke 1,84. Der Unterschied dieser Zahlen erklärt sich dadurch, daß die wirkliche sich entladende Elektrizitätsmenge auf der dickeren Platte etwas kleiner war als auf der dünneren, obgleich die Gränzen der möglichen Ladung für die beiden dieselben sind. Bei der Ladung $Q=4$ betrug die Schlagweite für die dickere Platte 6^{mm},4 und 2,3 für die dünnere. Das Verhältniß der in den Funken für das Thermometer verlorenen Erwärmungen ist $\frac{(6,4)^{\frac{1}{2}}}{(2,3)^{\frac{1}{2}}}=1,67$. Aus diesen Versuchen glaube ich den Schluss ziehen zu können, *daß die in einer Schließungskette erzeugte Erwärmung der Dicke der isolirenden Schicht proportional ist.*

Dieser Satz ist mit der Formel (A) übereinstimmend. Wollte man aber daraus auf die allgemeine Richtigkeit der Annahmen schließen, welche zur Ableitung dieser Formel dienten, so würde man wesentlich irren, wie es aus folgenden Versuchen deutlich wird.

Einfluß des Stoffes der isolirenden Schicht auf die Erwärmung. Zwei Franklin'sche Tafeln 40^{mm} lang und breit, mit Stanniolbelegung von 286^{mm} Durchmesser beklebt, wurden aus Glas und Hartgummi gefertigt. Die dicken waren so gleich als möglich gewählt und für jede Tafel

10 Dickenmessungen ausgeführt. Vier Versuchsreihen haben ein Mittel ergeben.

Hartgummi Dicke 1,55			Glas Dicke 1,56		
Q	Q	A	Q	Q ₁	A
11	10	14,8	11	10	6,6
12	11	16,0	12	11	7,7
13	12	19,7	13	12	10,3.

Man sieht, dafs die Erwärmung im Schliefsungsdrahte beim Hartgummi mehr als die Zweifache der des Glases ist. Dasselbe gilt auch für die Wärmeverluste in den Funken, da die Schlagweiten bei den Ladungen 11, 12, 13 betrugen

für Hartgummi	für Glas
6 ^{mm} ,8	2,0
8 ,7	2,4
9 ,2	3,0.

Nach der Theorie aber wird das Verhältnifs der Erwärmungen durch die Formel bestimmt, welche im Anfange dieser Abhandlung angeführt ist.

$$\frac{A}{\delta} = \left(\frac{1 - \frac{R}{Q}}{1 - \frac{r}{q}} \right)^2 \left(\frac{Q}{q} \right)^2$$

Setzen wir in den zweiten Theil dieser Gleichung statt $\frac{R}{Q}$, $\frac{r}{q}$, $\frac{Q}{q}$ auch die für die Theorie vortheilhaftesten und nach dem Versuche möglichen Zahlen 0, $\frac{1}{10}$, $\frac{11}{9}$, so wird $\frac{A}{\delta}$ immer nur 1,5, was von dem durch den Versuch bestimmten Verhältnifs zu viel abweicht.

Die beschriebenen Versuche zeigen klar, dafs die Menge und die Dichtigkeit der an einem Condensator angehäuften Elektrizität zur Bestimmung der bei der Entladung statthabenden Erwärmung nicht genügt, sondern dafs diese Erwärmung auch von der Dicke und dem Stoffe des Isolators abhängt, und zwar in der Weise, dafs die letztere Abhängigkeit durch die Annahme nicht zu erklären ist, welche von Kohlrausch gemacht und von Clausius entwickelt wor-

den sind. Sie entspricht noch weniger der früheren Theorie des Condensators, die von Green und später von Clausius bearbeitet ist und nach welcher die Erwärmung vom Stoffe des Isolators vollständig unabhängig seyn sollte.

Um den Einfluss des Stoffes zu erklären, würde man vielleicht zur Hypothese des Eindringens der Elektrizität in die isolirende Schicht seine Zuflucht nehmen. Aber ich kann nicht einsehen, welchen Nutzen die Wissenschaft aus einer Hypothese ziehen kann, die nicht einmal den Vortheil hat von denjenigen genau definirt und, ich fürchte, auch nicht klar begriffen zu seyn, die sie vorgeschlagen haben. In einer nächsten Abhandlung glaube ich zeigen zu können, wie man den Einfluss des Stoffes auf die Erwärmung dadurch erklären kann, dafs man ohne neue Hypothesen in die Wissenschaft einzuführen, in der bis jetzt gebrauchten Methode der elektrischen Flüssigkeit unnöthige Beschränkungen fortläfst.

VI. *Mineralogische Mittheilungen;* *von Professor G. vom Rath in Bonn.*

(Fortsetzung VI).¹⁾

Hierzu Taf. V.

21. Ueber den Tridymit, eine neue krystallisirte Modification der Kieselsäure.

Im Juli 1867 übergab mir der um die Kenntniß Mexicos so verdiente Hr. Geh. Bergrath Burkart hierselbst zwei ihm von Hrn. Ant. del Castillo gesandte Stücke eines trachytischen Porphyrs vom Berge *St. Cristobal* bei *Pachuca, Mexico*, deren Klüfte und Drusen mit verschiedenen krystallisirten Mineralien bekleidet waren, von denen Eisenglanz und Hornblende sogleich bestimmt werden konnten, das dritte aber, in farblosen, ganz eigenthümlich gestalteten Kry-

1) S. diese Ann. Bd. CXXXII, S. 372.

stallen erscheinende Mineral sich als neu erwies, und in mehrfacher Hinsicht unser Interesse verdienen möchte. Ich erlaubte mir (s. diese Ann. Bd. CXXXIII, S. 507 und Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, 2. April 1868), diesem Mineral den Namen *Tridymit* beizulegen mit Bezug auf die dasselbe besonders bezeichnende Drillingsverwachsung der Krystalle. Durch seine regelmässigen Verwachsungen zu Zwillingen und Drillingen gewinnt unser Mineral eine eigenthümliche Gestaltung, welche man mit schon bekannten Krystallformen kaum vergleichen kann, mit einziger Ausnahme des Hessenbergit's. Aufser den Stücken des Hrn. Burkart verdanke ich weiteres Material, welches die Möglichkeit einer chemischen Analyse bot, der freundlichen Zuvorkommenheit des Hrn. Dr. Krantz. — Der Tridymit, farblos, wasserhell, mit glatten und glänzenden Flächen, erscheint vorzugsweise in den seltsamen beinahe keilförmigen Gestalten Fig. 2 und 3, welche theils mit einer Spitze, theils mit der schneidigen Kante aufgewachsen sind. Die richtige Auffassung dieser zierlichen Formen wurde durch ihre sehr unbedeutende Gröfse (meist unter 1^{mm}) nicht wenig erschwert. Doch führte die Beobachtung von Durchwachsungen, wie die Figg. 4 und 5 sie darstellen, bald auf den richtigen Weg, und lehrte jene beiden ersten Formen als aneinander gewachsene Individuen, letztere als durcheinander gewachsene Zwillinge und Drillinge des hexagonalen Systems erkennen. Nur selten beobachtete ich bei dem mexicanischen Tridymit einfache Krystalle, kleine hexagonale Täfelchen, Fig. 1. Auch diese sind nicht ihrer ganzen Ausdehnung nach einfach; es erheben sich vielmehr regelmässig gestellte Zwillingeindividuen aus der Tafelfläche, eine Erscheinung, welche an die früher beschriebenen Kalkspath-Zwillinge aus dem Maderaner Thal erinnert. Die Zwillingsebene der Krystalle des Tridymits ist demnach, wie die Erwägung der Verwachsungen Fig. 2, 3, 4, 5 lehrt, eine Hexagondodekaëderfläche.

Durch Messungen an vielen Krystallen überzeugte ich mich, dafs $a : a'$, $\underline{a} : \underline{a'}$ etc. 120° bilden, also einem hexagonalen Prisma angehören, ferner, dafs die Fläche c normal

zu jenen Flächen steht, also die Basis darstellt. Der am genauesten meßbare Winkel der Krystalle ist:

$$\underline{a'} : \underline{a'} \text{ oder } \underline{a'} : \underline{a'} = 162^\circ 32'.$$

Der mögliche Fehler dieser Messung erreicht kaum 2'. Unter Zugrundelegung dieses Winkels und der bekannten ebenen Winkel der Basis c berechnen sich die Zwillingsebenen, wie folgt:

$$c : \underline{c} = 35^\circ 21\frac{1}{3}; \quad \text{gemessen } 35^\circ 18$$

$$a : \underline{a} = 144^\circ 38\frac{2}{3}; \quad \text{ " } 144^\circ 44$$

$$\underline{c} : \underline{c} = 70^\circ 42\frac{2}{3};$$

$$\underline{a} : \underline{a} = 109^\circ 17\frac{1}{3}; \quad \text{ " } 109^\circ 15$$

Außer den genannten Flächen des hexagonalen Prismas und der Basis beobachtete ich am Tridymit das zweite hexagonale, sowie zwei zwölfseitige Prismen und ein Hexagondodekaëder. Die am neuen Mineral auftretenden Flächen sind demnach:

Erstes hexagonales Prisma $a = (a : a : \infty a : \infty c), \infty P$

Zweites hexagonales Prisma $b = (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), \infty P 2$

Dihexagonales Prisma $h = (a : \frac{2}{5}a : \frac{2}{3}a : \infty c), \infty P \frac{5}{3}$

Dihexagonales Prisma $l = (a : \frac{4}{9}a : \frac{4}{3}a : \infty c), \infty P \frac{9}{5}$

Basis $c = (c : \infty a : \infty a : \infty a), 0 P$

Hexagondodekaëder $p = (a : a : \infty a : c), P.$

Die Zwillingungsverwachsung ist nun unter dem Gesichtspunkte aufzufassen, daß die Zwillingsebene normal zur Verwachsungsebene steht; bei der Durchkreuzungsgruppe Fig. 4 wird demnach die einspringende Kante $c : \underline{c}$ halbiert durch die Zwillingsebene, welcher nun die Formel

$$(a : a : \infty a : \frac{5}{3}c), \frac{5}{3}P$$

zukommt. Ich verhehle mir nicht, daß eine einfachere Relation zwischen der Zwillingsebene und dem Hexagondodekaëder erwünschter seyn würde. Eine solche würde sich aber zu weit von den Messungen entfernen.

Aus der oben angegebenen Messung der Zwillingsebene

$$\underline{a'} : \underline{a'} = 162^\circ 32'$$

folgen nun unter Voraussetzung der mitgetheilten Flächenformeln folgende Winkel:

Berechnet	Gefunden
$p : c = 117^{\circ} 58\frac{1}{2}'$	$117^{\circ} 58'; 117^{\circ} 50'$
$p : a = 152 \quad 1\frac{1}{2}$	$152 \quad 15$
$a' : a' = 146 \quad 22$	$146 \quad 10$
$l : l' \text{ über } a = 127^{\circ} 20\frac{1}{2}$	
$l : l' \text{ über } b = 172 \quad 39\frac{1}{2}$	
$l : a' \text{ (Fig. 2)} = 153 \quad 40\frac{1}{4}$	$153 \quad 39; 153 \quad 53; 153 \quad 11$
$l : a \text{ (Fig. 2)} = 146 \quad 19\frac{3}{4}$	$146 \quad 30$
$k : k' \text{ über } a = 136 \quad 26$	
$k : k' \text{ über } b = 163 \quad 24$	
$k : a' = 158 \quad 13$	etwa 158
$k : a = 141 \quad 47$	» 142
$p : p' \text{ (Endkante)} = 127^{\circ} 35\frac{1}{3}$	
$p : p'' \text{ (Seitenkante)} = 124 \quad 3.$	

Für die Grundform p ergibt sich das Verhältniß der Vertikalaxe zu einer Nebenaxe

$$c : a = 1 : 0,61335.$$

Die Ausbildung des Tridymits ist stets tafelförmig durch Vorherrschen der Basis c (s. Fig. 1 Taf. V). Die Kanten des ersten Prismas werden äußerst schmal durch die Flächen des zweiten abgestumpft. Statt dieser letztern finden sich indess gewöhnlich ganz schmal und etwas gerundet die Flächen eines dihexagonalen Prismas, welches sich auch hälftflächig (s. Fig. 2 Taf. V) oder doch mit größerer Ausdehnung der einen Flächenhälfte als ein hexagonales Prisma von Zwischenstellung findet. Das Auftreten der Flächen dieses zwölfseitigen Prismas ist übrigens recht unregelmäßig; auch schwanken die Ergebnisse der Messungen, wie man aus den Winkeln für $l : a'$ erkennt, aus deren Zahl einige noch weniger stimmende ganz unterdrückt wurden.

Während die Kante $a' : a'$ mittelst eines mit Fernrohr versehenen Goniometers gemessen werden konnte, geschah die Messung jener äußerst kleinen Flächen, sowie auch des Hexagondodekaëders mit Hilfe des gewöhnlichen Wolla-

ston'schen Goniometers unter Anwendung eines hellleuchtenden Lichts als Spiegelbildes. In der Endigung sind die Zwillings- und Drillingskrystalle entweder zugespitzt, wie Fig. 2 Taf. V zeigt, oder es erscheint hier sehr klein eine Fläche des zweiten hexagonalen Prismas, welche den zur Gruppe verbundenen Individuen gemeinsam ist, Figg. 3, 4, 5 Taf. V. Die Flächen a , a' des mittleren Individuums der Drillingsgruppe (Fig. 3) sind zuweilen vollkommen eben, einem einzigen Krystall angehörig. Nicht selten aber fand ich über die Mitte dieser Flächen (die dreiseitige Fläche a' in zwei symmetrische Hälften theilend, auf a vertikal herabziehend) eine äußerst feine Furche verlaufend, gleichsam als ob hier eine Trennung zweier parallel gestellter Krystallkörper stattfände. Es hat nicht den Anschein, als ob an ein mittleres Individuum sich beiderseits ein Zwilling-individuum angelegt, vielmehr erscheinen zwei Zwillinge gleichsam als Bauelemente an einander zum Drilling gefügt, wobei die mittleren parallelen Hälften sich nicht immer ganz vollständig vereinigten. Die feine Furche der vertikalen Fläche gestaltet sich auch wohl zu einer einspringenden Kante, gebildet durch lineare Flächen des Hexagondodekaëders p . Es ist eine auffallende Thatsache, daß sich die parallel gestellten Krystallhälften des mittleren Individuums nicht immer ganz vollständig verbunden haben.

Der Tridymit ist spaltbar parallel der Basis, unvollkommen; der Bruch ist muschlig. Die farblosen, beinahe quarzharten Krystalle werden in Folge der Verwitterung weiß und verlieren dabei an Härte. Glasglänzend, auf der basischen Fläche perlmutterglänzend. Unter dem polarisirenden Mikroskop verhält sich der Tridymit wie ein doppelbrechender, optisch einaxiger Körper. Ein tafelförmiger Krystall, in der Richtung der Hauptaxe untersucht, zeigte beim Drehen der Nicols nur eine Veränderung von hell und dunkel. An zwei kleinen Platten, welche ich aus einem der etwas größeren Krystalle schliiff, schief gegen die Hauptaxe, sah ich beim Drehen der Nicols den lebhaftesten Farbenwechsel. Dasselbe zeigt sich auch, wenn man die kleinen

Zwillingskrystalle selbst unter das polarisirende Mikroskop legt. Bei der Betrachtung einer basischen Krystalltafel im Polariskop, war es mir allerdings so wenig wie Hrn. Des Cloizeaux möglich, farbige Ringe zu sehen, was sich lediglich durch die außerordentliche Dünne und Kleinheit der zur Verfügung stehenden Täfelchen erklärt. Dafs die Substanz doppelbrechend ist, wurde mit Rücksicht auf einen von Hrn. Des Cloizeaux geäußerten Zweifel, durch die Untersuchung des Hr. Alfr. Cornu bestätigt. Indem wir eine normal zur Hauptaxe aus einem Apophyllit (jenem stark doppelbrechenden Körper) gespaltene Platte durch fortgesetzte Spaltung dünner machten, erreichten wir bald den Punkt, wo im Polarisations-Apparat keine Spur von Ringen sichtbar war. Dennoch waren die Dimensionen des Apophyllits noch bedeutender als die der untersuchten Tridymitplatte.

Das spec. Gew. wurde bei 15 bis 16° C. in drei mit verschiedenen Proben angestellten Versuchen gefunden = 2,326; 2,312; 2,295. Zu den mit grofser Sorgfalt angestellten Wägungen standen nur Mengen von 0,2 bis 0,7 Gr. zur Verfügung, unter welchen Umständen jene Uebereinstimmung wohl als eine genügende erachtet werden muß. Hr. Dr. Bettendorf hatte die Güte, das Gewicht des Minerals mittelst des Pyknometers bei 18,7° C. zu bestimmen = 2,282.

Vor dem Löthrohr ist der Tridymit unschmelzbar. Mit Soda schmilzt das Pulver unter Aufschäumen zu einer klaren Perle; auch mit Borax geschmolzen, entsteht ein klares Glas; während das Pulver in der Phosphorsalzperle ungelöst bleibt. Die nach dem Schmelzen mit Soda erhaltene Masse löst sich leicht und vollständig in Wasser auf. Wenn das Mineralpulver mit Wasser übergossen und in dieses Fluorwasserstoffgas geleitet wird, so entsteht bald eine klare Lösung, welche nach dem Abdampfen nur äußerst geringe unwägbare Mengen von Eisenoxyd, Thonerde, Magnesia und Alkalien zurückläßt. In einer kochenden gesättigten Lösung von kohlensaurem Natron löst sich das Mineralpulver vollständig auf. Der Tridymit ist demnach wesentlich nur Kieselsäure. Das Material

zu mehreren quantitativen Analysen wurde in vieltägiger Mühe gesammelt und auf das Sorgsamste ausgesucht (nachdem ein vorläufiger Versuch mit weniger reinen, d. h. weniger vollständig von der anhaftenden Grundmasse befreiten Krystallen fast 90 Proc. Kieselsäure ergeben hatte). Wegen ihrer großen Härte und zur Vermeidung einer Erhöhung des Gehalts an Kieselsäure durch Zerkleinern in der Chalcedonschale müssen die Krystalle im Stahlmörser gepulvert werden. Die Aufschließung geschah mit kohlensaurem Natron. Zwei Analysen ergaben folgende Resultate:

Kieselsäure	96,1	95,5
Eisenoxyd	1,9	1,7
Thonerde und	}	1,2
Magnesia		
Glühverlust	0,66	0,66
	<u>99,96</u>	<u>99,06.</u>

Die zu den Analysen angewandten Mengen betrugen 0,2535 und 0,2630 Gr. Eine durch Zersetzung mittelst Fluorwasserstoffsäure ausgeführte Analyse, zu welcher 0,200 Gr. in Arbeit genommen wurde, ergab 0,006 Gr. neutrale schwefelsaure Alkalien, es konnte neben Natron eine kleine Menge von Kali nachgewiesen werden.

Das Eisenoxyd, welches die obigen Analysen aufweisen, rührt zum größeren Theil von dem Stahlmörser her, in welchem die Krystalle gepulvert wurden. Denn trotz Anwendung des Magnetstabs blieb eine kleine Menge Eisen in dem zu analysirenden Pulver zurück. Der Gehalt an Thonerde, Magnesia, Alkalien, sowie die kleinere Menge des Eisenoxyds erklärt sich aus der Thatsache, daß die sehr kleinen Krystalle nicht vollkommen rein von der Gesteinsmasse zu erhalten sind, auf welcher sie aufgewachsen. Auch konnten dieselben nur schwierig von den Hornblendenadeln befreit werden, welche zuweilen durch die Tridymit-Krystalle hindurchgewachsen sind.

Der Tridymit ist demnach krystallisirte Kieselsäure mit dem geringen spec. Gew. im Gegensatze zum Quarz, dem das hohe spec. Gew. zukommt. Man könnte das neue Mi-

neral auch krystallisirten Opal nennen, wenn nicht nach der bisherigen Auffassung zur Charakteristik des Opals durchaus der amorphe Zustand gehörte. Die bisherige Annahme in Betreff der verschiedenen Zustände der Kieselsäure bedarf also nach Auffindung des mexikanischen Minerals einer Berichtigung. H. Rose, unvergänglichen Andenkens, faßte 1859 die Ergebnisse damaliger Forschungen in die Worte zusammen (diese Ann. Bd. CVIII, S. 1): »Es giebt zwei bestimmt verschiedene Zustände der Kieselsäure. In dem einen hat sie das spec. Gew. 2,6, in dem andern das von 2,2 bis 2,3. Die Kieselsäure vom Gewichte 2,6 findet sich nur krystallisirt, sowie mehr oder weniger krystallinisch dicht; während die Kieselsäure vom Gewichte 2,2 nur im amorphen Zustande erscheint«. Diese letztere Modification bildet den Opal und Hyalith, aus ihr besteht die geschmolzene Kieselsäure, die Kieselsäure der organischen Gebilde (z. B. der Spongien etc.) und (vielleicht) die bei Hochofen-Processen, wahrscheinlich mit Wasserdämpfen verflüchtigte Kieselsäure. Ueber die Untersuchungen des Hrn. Bergraths Dr. Jenzsch, daß die Kieselsäure mit dem hohen spec. Gew. auch im triklinen Systeme erscheinen könne (Vestan) s. diese Ann. Bd. CV; ferner daß es auch eine amorphe Kieselsäure (Kieselerde), mit dem hohen spec. Gew. gäbe, s. diese Ann. Bd. CXXVI, S. 497.

Der in den Hohlräumen des vulkanischen Porphyrs den Tridymit begleitende Eisenglanz zeigt die zierlichsten glänzendsten Täfelchen (Basis nebst dem Hauptrhomboëder); häufig sitzt der Eisenglanz auf dem Tridymit, doch findet sich auch der umgekehrte Fall, daß die Kieselsäure sich auf dem Eisenglanze gebildet hat. Oft schiefen die Nadeln der goldgelben Hornblende (durchaus an vesuvische Vorkommnisse erinnernd) durch die Krystalle des Tridymits hindurch. Die Verbindung dieser drei Mineralien bezeugt eine gleichartige, und im Allgemeinen gleichzeitige Entstehung. In Bezug auf die Bildungsweise sprechen die That-sachen, wie die Analogie mit anderen Vorkommnissen vulkanischen Eisenglanzes und vulkanischer Hornblende so un-

zweideutig, daß ein Zweifel an der Entstehung aller drei Mineralien durch Sublimation oder wenigstens unter Mitwirkung vulkanischer Dämpfe wohl nicht aufkommen kann. Aufser jenen Mineralien beobachtet man in den Drusen noch äußerst kleine röthlich gelbe Krystalle, welche ich nur für Granat halten kann. Sublimirten rothen Granat wies Pat. Wolf auch schon in Drusen der Laven des Herchenbergs im Brohlthale nach. »Im *fosso di Cancherone — Vesuv* — finden sich auf Schlacken und Leucitporphyrblöcken, an welchen die Einwirkung von Fumarolen sichtbar ist, in Begleitung von Eisenglanz kleine glänzende braune Granatkrystalle. Aus dem Vorkommen ergibt sich, daß diese wie der Eisenglanz ihre Entstehung den Fumarolengasen verdanken, da sie sich an einem Punkte finden, der früher vulkanischen Exhalationen ausgesetzt war, da sie ferner nur der Oberfläche des Gesteins anhaften oder dessen Zellwände überziehen, ohne in das Innere einzudringen, stets sehr glänzend, unversehrt sind, während die im Innern des Gesteins vorhandenen Leucite und Augite mehr oder weniger Zersetzung zeigen. Diese Beobachtungen haben zuerst meine Aufmerksamkeit auf die durch vulkanische Sublimation gebildeten Silicate hingelenkt«; Scacchi 1852¹⁾. An einem der trachytischen Handstücke von *Pachuca* zeigten sich Eisenglanz, Tridymit, Hornblende gerundet, wie angeschmolzen. Wohl darf man hier die Wirkung glühender durch die Klüfte des Gesteins ziehender Dämpfe erkennen; um so mehr da am Vesuv angeschmolzene Eisenglanztafeln eine bekannte Erscheinung sind. Mit Hülfe der Loupe erkannte ich auch an einem jener Trachytstücke in naher Beziehung zum Tridymit sehr kleine hyalithähnliche Kieselbildungen. Daraus möchte ich schließen, daß der Hyalith vielleicht nicht immer eine amorphe, sondern eine derbe Bildung ist, daß auch vielleicht der Hyalith nicht immer wasserhaltig ist.

Der Trachyt vom *Cerro S. Cristobal* ist fast dicht, dem äufsern Ansehen nach fast phonolithähnlich, und enthält in einer eigenthümlich gefleckten rothbraunen Grundmasse spär-

¹⁾ S. Roth: Der Vesuv und die Umgebung von Neapel. S. 380.

lich ausgeschiedene Krystalle eines triklinen Feldspaths und von Augit. Unter dem Mikroskop löste sich die scheinbar dichte Gesteinsmasse auf in ein Gemenge eines feldspath-ähnlichen Minerals, von Augit, Hornblende und Magneteisen. Sehr selten finden sich in diesem Gesteine gerundete Quarzkörner: es sind Einschlüsse. Auf den Klüften, durch welche ein solcher etwa haselnußgroßer Einschluss vom Gesteine getrennt war, finden sich, in naher Berührung mit dem Quarz, Tridymit-Krystalle.

Das spec. Gew. des *Gesteins vom Cerro S. Cristobal* bei *Pachuca* ist 2,685 (bei 16° C.) und seine Zusammensetzung (unter Voraussetzung, daß alles Eisen als Oxydul vorhanden sey) folgende:

Kieselsäure	61,03	Oxyg. = 32,55
Thonerde	16,08	7,51
Eisenoxydul	7,42	1,65
Kalkerde	7,33	2,09
Magnesia	3,26	1,30
Kali	2,30	0,39
Natron	2,66	0,69
Glühverlust	0,29	
	<u>100,37.</u>	

Die chemische Mischung bestätigt demnach den Schlufs, welchen man aus der Untersuchung der übrigens nur sehr spärlich ausgeschiedenen Krystalle von triklinem Feldspath und Augit ziehen mußte, daß nämlich das Gestein vom *Cerro S. Cristobal* zu den Oligoklas-Trachyten gehört. Eine sehr nahe Verwandtschaft in chemischer Hinsicht besteht zwischen demselben und dem Trachyt des Chimborazo, welcher nach Sackur (s. Roth Gesteinsanalysen S. 35) folgende Zusammensetzung besitzt: Kieselsäure 60,69; Thonerde 16,90; Eisenoxyd 8,67; Kalk 7,47; Magnesia 1,47; Kali 1,61; Natron 2,90; Glühverlust 0,55.

Nach einer Mittheilung des Geh. R. Burkart besteht das Gebirge von *Real del monte* und *Pachuca* vorzugsweise aus Porphyren, in welchen zahlreiche Gänge auftreten, deren reiche Silbererze einen ausgedehnten Bergbau ins Leben

gerufen haben (s. in Betreff desselben die beiden Abhandlungen des Hrn. Burkart in der Zeitschr. für Berg-Hütten- und Salinenwesen Bd. VII und IX). Westnordwestlich von *Pachuca* erhebt sich der Berg *S. Cristobal*. An seinem Fusse zeigt sich erzführender Porphyr, während in grösserer Höhe in unmittelbarer Berührung mit dem seinen Gipfel bildenden Basalt das den Tridymit enthaltende Gestein auftritt. Das neue Mineral entging bisher nicht ganz der Aufmerksamkeit, indem es von Manuel Rivera (in seiner *Memoria sobre el mineral de Pachuca p. 3*) u. A. für Har- motom angesehen wurde. — Der Berg *S. Cristobal* sollte nicht lange die einzige Fundstätte der neuen Kieselsäure-Krystalle seyn. Nur wenige Tage nachdem Prof. Sand- berger Kenntnifs von meiner vorläufigen Mittheilung und dem Tridymit genommen, hatte er die Güte mir mitzutheilen (23. April 1868), dafs er dieselben Krystalle in Drusenräu- men des Trachyts von *Mont Dore les Bains* wiedergefunden habe »in Begleitung von Eisenglanz, grünlichen Hornblende- nadeln [?] und, was das Merkwürdigste ist, Bergkrystall- gruppen«. — Das von Hrn. Sandberger mir gütigst über- sandte Trachytstück umschliesst in einer bräunlich rothen Grundmasse bis zollgrofse Sanidinkrystalle, ferner mattweifse, deutlich auf der Hauptspaltungsfläche gestreifte Oligoklase, kleine dunkelgrüne Augite, wenig Glimmer. Das Gestein umhüllt einen etwa zollgrofsen feinkörnigen Einschluss und auf den Klüften, welche das umhüllende Gestein freiläfst, sitzen viele sehr kleine Krystalle von Tridymit — in ihren so höchst charakteristischen Zwillingsverwachsungen — nebst grünem Augit und Eisenglanz, theils einzeln, theils zu Gruppen zusammengehäuft. Obgleich der Tridymit vom *Mont d'Or* in noch kleineren Krystallen erscheint, als der mexikanische, so gelang es doch, einige Kanten annähernd zu messen. An einem Durchkreuzungszwilling wie Fig. 4 Taf. V ergab sich die Neigung der zur einspringen- den Kante zusammenstofsenden Flächen $c : c = 144^{\circ} 50'$, $a' : a' =$ an der Zwillingspitze $= c$ etwa 162° . — Das Ge- stein des *Mont d'Or* ist ein Sanidinoligothlas-Trachyt, ähnlich

dem Drachenfelser. Groß war dennoch meine Ueberraschung, als ich von einer norwegischen Reise zurückkehrend durch Sandberger (28. Juli) ein Trachytstück vom Drachenfels (oder der Perlenhardt) zugesandt erhielt mit kleinen aber ganz unverkennbaren Tridymit-Krystallen »in Begleitung ganz gleichgestalteter aber größerer Quarze, wie am *Mont Dore*«. — Im Drachenfelser Gestein, welches nicht nur den durch seine Lage unmittelbar am Rhein so ausgezeichneten Berg, sondern auch (mit Ausnahme der Wolkenburg) die Gipfelreihe bis zum Lohrberg und den östlichsten Punkt der schönen Hügelgruppe, die Perlenhardt, bildet, auch an einigen anderen Höhen erscheint, ist der Tridymit, wenn auch nur in kleinen Krystallen, sehr verbreitet. Die Felsart enthält die bekannten großen Sanidin-Krystalle, zwischen welchen und der umhüllenden Masse nicht selten eine Kluft sich findet. Auch durchsetzt wohl die Kluft die Sanidine, deren Stücke gegen einander etwas verschoben sind. Diese Klüfte sind die bekannte Fundstätte von wasserhellen Quarzkrystallen, in deren Begleitung selten der Tridymit vermischt wird. Trotz der geringen Größe der Krystalle sind sie wegen der höchst charakteristischen Zwillings- und Drillingsbildungen ganz unverkennbar. Die für das mexikanische Vorkommen gezeichneten Figuren geben auch die Formen der hiesigen Fundstätte wieder. An einem 0,5^{mm} großen Krystall von der Perlenhardt, von der Ausbildung der Fig. 5 mit hinzutretendem Hexagondodekaëder wurden folgende Winkel mit dem gewöhnlichen Goniometer gemessen:

$$\begin{array}{rcl}
 a' : a' & = & 162^\circ \ 24' \\
 \left. \begin{array}{l} \underline{\underline{c : c}} \\ \text{(einspringende K.)} \end{array} \right\} & = & 144 \ 34 \\
 \underline{\underline{a : a}} & = & 109 \ 12 \\
 \underline{\underline{a : a}} & = & 144 \ \left\{ \begin{array}{l} 40 \\ 35 \end{array} \right. \\
 p : a & = & 152 \ 4 \\
 p' : a' & = & 152 \ 0 \\
 \underline{\underline{a : c}} & = & 166 \ 36 \text{ (ber. } = 160 \ 42\frac{1}{2}\text{)}.
 \end{array}$$

Bei diesem Drilling von der Perlenhaardt wiederholte sich die, bereits in Bezug auf das mexikanische Vorkommen hervorgehobene Eigenthümlichkeit, daß nämlich über die dem mittleren Individuum angehörige dreiseitige Fläche eine feine Furche verläuft. Von etwas bedeutenderer Gröfse kommt der Tridymit in einem losen Sanidinblock vor, welchen ich vor 8 Jahren nordöstlich vom Gipfel des Wasserfallbergs fand und bereits in der kleinen Schrift: »Ein Beitrag zur Kenntniß der Trachyte des Siebengebirges«, Bonn 1861 erwähnte. Das Gestein besteht wesentlich aus einem grobkörnigen Gemenge von Sanidin-Krystallen (bis einen halben Zoll groß), deren Spaltungsflächen P etwas gewölbt sind. Seltener Gemengtheile sind: Magneteisen, goldglänzender Glimmer, Titanit, bräunliche Hornblende, Eisenglanz. In den kleinen Drusen dieses Gesteins findet sich Tridymit in Tafeln bis 1 Linie groß. Auch hier bildet er dieselben Durchwachsungen, doch auch einfache hexagonale Tafeln. Diese Tridymittäfelchen können bei ihrer meist sehr geringen Gröfse leicht mit Sanidintafeln (M) verwechselt werden; man unterscheidet sie aber augenblicklich, indem man sie unter das polarisirende Mikroskop legt: der Sanidin zeigt die lebhaftesten Farben, während das Licht, welches durch die Tridymittafel parallel der Hauptaxe fällt, nur den Grad der Helligkeit wechselt. Auch für dies Vorkommen überzeugte ich mich von der Thatsache, daß der Tridymit nur Kieselsäure enthält. Mit Soda geschmolzen, entsteht ein heftiges Brausen und das Pulver löst sich zur klaren Perle; auch mit Borax erhält man ein klares Glas, während in der Phosphorsalz-Perle das Pulver ungelöst schwimmt. Vor dem Löthrohr sind auch die feinsten Splitterchen ganz unschmelzbar. Es gelang an einigen Krystallen aus jenem Sanidinblock mehrere Kanten mit Hülfe des Fernrohr-Goniometers zu bestimmen. An einem Zwillinge, wie Fig. 2, wurde die Zwillingsskante $a' : a' = 162^{\circ} 32\frac{1}{2}'$, also genau wie am Tridymit vom *S. Cristobal* gemessen; an einem anderen die Zwillingsskante $a : a = 144^{\circ} 54'$. Annähernde Messungen an einem andern Krystall mit dem gewöhnlichen Go-

niometer unter Anwendung eines Lichtes als Spiegelbildes ergaben:

$$a' : a' = 162^{\circ} 35'$$

$$c : \overline{c} = 144 \quad 35$$

$$p : \overline{c} = 117 \quad 30$$

$$p : a = 151 \quad 58$$

$$k : a = 143 \quad 8.$$

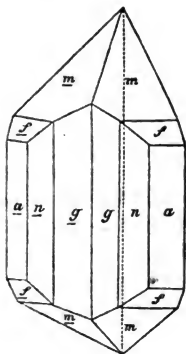
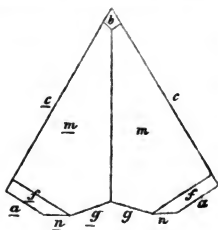
An diesen Krystallen überzeugte ich mich ferner von dem vollzähligen Auftreten des Hexagondodekaëders. Da in den Trachyten des Siebengebirges einfache hexagonale Tafeln neben den Zwillingsverwachsungen nicht selten sind, so ist hier die Zugehörigkeit der Krystalle zum hexagonalen System ganz offenbar, während in Bezug auf das mexikanische Vorkommen, bei dem fast vollständigen Fehlen einfacher Krystalle und der Schwierigkeit der Messungen so kleiner polysynthetischer Körper der Charakter des Systems mir lange verborgen blieb. — Gewiss findet sich der Tridymit außer an den genannten Punkten: Drachenfels, Perlenhaardt und in jenem isolirten Blocke, noch an vielen Orten desselben Gebirges. Erwähnt sey hier nur, daß das neue Mineral sich auch in Drusen des auf dem Gipfel des Wasserfallbergs anstehenden Sanidinoligoklas-Trachyts findet. Im Siebengebirge beobachtet man demnach den Tridymit vorzugsweise in Begleitung von Quarz (wie am *Mont Dore*). Beide heteromorphe Zustände der Kieselsäure sah ich mit einander in unmittelbarer Berührung vorkommend. Ein Unterschied ihrer Bildungszeit liefs sich nicht nachweisen. Das Vorkommen heteromorpher Körper auf denselben Handstücken ist sehr merkwürdig; für diese Thatsache, welche bisher von der Titansäure als Brookit und Anatas, vom Eisenbisulfuret als Eisenkies und Speerkies, vom kohlen sauren Kalk als Kalkspath und Aragonit, von der arsenigen Säure als Senarmontit und Weißspießglanz — Algerien —, vom Schwefelsilber als Glaserz und Akanthit bekannt war, liefert jetzt die Kieselsäure ein neues, nicht weniger interessantes Beispiel. Die Bedingungen, unter welchen ein und derselbe chemische Stoff die eine oder die andere seiner

Formen annahm, müssen demnach in gewissen Fällen nur durch eine feine Gränzlinie geschieden gewesen seyn.

Als Begleiter der beiden Kieselsäure-Mineralien im Trachyt des Drachenfels und der Perlenhaardt sind noch zu nennen Magneteisen und Eisenglanz. In Bezug auf die Entstehung der Quarze in unserm Trachyt ist wohl die Ansicht geäußert worden, dieselben seyen secundär gebildet in Folge einer Verwitterung des Trachyts und namentlich der großen Sanidine, dafür spräche auch ihr Vorkommen auf Klüften, welche den niedersinkenden Gewässern Raum gäben. Es giebt solche Spalten und Klüfte in unseren Trachytbergen; dieselben sind erfüllt bald von einer kaolinartigen rothen Substanz z. B. am Steinchen, dem südwestlichen Fulse des Drachenfels, bald mit Opaljaspis und Halbopal, z. B. am Stenzelberg; vergl. H. von Dechen, Geognost. Führer in das Siebengebirge am Rhein S. 121. Vergeblich wird man aber in jenen Spalten nach Krystallen von Magneteisen, Eisenglanz, Tridymit und Quarz suchen. Die kleinen Klüfte, in denen sich diese Mineralien finden, sind keine fortsetzenden Spalten, sondern Drusen, zu deren Bildung vorzugsweise die großen Sanidine Veranlassung gaben, welche bereits gebildet vorhanden waren, als die Gesteinsmasse sich noch etwas bewegte, wie die gegen einander verschobenen Bruchstücke jener Krystalle beweisen. Der Quarz sitzt auf dem frischen Sanidin; wie könnte jener durch Zersetzung des letzteren gebildet seyn? Die Bildung der genannten Mineralien unseres Vorkommens ist durchaus zu vergleichen mit den in den Drusen der Laven auftretenden Mineralien, insofern dieselben ursprünglicher und nicht secundärer Bildung sind. Denn der Trachyt ist in seiner Entstehung nicht wesentlich von einer Lava verschieden.

Von anderen Fundstätten des Tridymits sey hier noch erwähnt der Sanidinoligoklas-Trachyt des *Monte Pendise* bei Teolo in den *Euganäen*. Auch findet sich derselbe in einem von den Hrn. von Fritsch und Reifs gesammelten Trachytstück von *Phira* auf *Santorin*, welches mir von Prof. Sandberger gütigst übersandt wurde; wodurch eine von

Dr. v. Fritsch mir bereits am 11. Juni brieflich geäußerte Vermuthung Bestätigung findet. Die neue Form der Kieselsäure scheint bisher nur in kleinen und sehr kleinen Krystallen vorzukommen, deren Erkennung indess durch die eigenthümlichen Zwillingformen sehr erleichtert wird. Die bisherigen Funde (*Mexico, Auvergne, Siebengebirge, Euböen, Santorin*) berechtigen indess zu der Ueberzeugung, daß wir es mit einem in Kieselsäurereichen vulkanischen Gesteinen allgemein verbreiteten Mineral zu thun haben.¹⁾



Wie schon oben bemerkt, lassen sich die eigenthümlichen Zwillinge des Tridymits mit den Formen keines anderen Minerals in nähere Beziehung bringen — mit einziger Ausnahme des von Prof. Kenngott (Sitzungsber. Münch. Ak. 1863, 230; Uebersicht mineralog. Forsch. 1862 bis 65, S. 327) aufgestellten, von Dr. Hessenberg (Mineralog. Notizen Bd. VII, S. 4, Abb. Senkenberg. Naturf. Ges. Bd. VI, S. 1) in krystallographischer Hinsicht genauer bestimmten Hessenbergits. Mit diesem überaus selten am Berge Fibia, St. Gotthardt, gleichfalls in Begleitung von Eisenglanz vorkommenden Mineral ist indess die Aehnlichkeit eine überraschend große. Der Hessenbergit ist bisher nur in Zwillingen vorgekommen, deren nahe Verwandtschaft mit den Tridymit-Formen die nebenstehenden Figuren,

Copien nach Dr. Hessenberg's Zeichnungen, erkennen

- 1) Hr. Dr. v. Lasaulx hieselbst fand vor Kurzem in Drusen einer schwarzen trachytischen Lava vom Dorfe Alleret (*Dep. Hte. Loire*) in Begleitung von Augit, Magneteisen etc. kleine durchsichtige, quarzharte, tafelförmige Krystalle, deren Analyse ihm 96 Proc. Kieselsäure ergab. Ich überzeugte mich, daß jene Krystalle, theils einfach, theils Zwillinge die Form des Tridymits besitzen.

lassen. Die Krystallform des St. Gotthardter Minerals ist nach den sorgfältigen und mühevollen Untersuchungen Hesseberg's allerdings monoklin, »indess bot die Entscheidung, zu welchem Systeme die Krystallisation des »Sideroxens« gehöre, ungewöhnliche Schwierigkeiten dar, wo mehrere Neigungswerthe äusserst nahe der Gränze liegen, wo sie zu Charakteren des einen oder des anderen Systems werden«. Einige der Flächen-Neigungen der betreffenden einfachen Krystalle nähern sich einander in dem Maasse, dass man den durch den allgemeinen Habitus der Zwillingsformen hervorgerufenen Gedanken an eine mögliche Identität beider Mineralien weiter zu verfolgen, sich veranlasst fühlt. Es betragen die Kanten

Hessenbergit	Tridymit
$a : c = 90^{\circ} 7'$	$a : c = 90^{\circ}$
$c : m = 90 \quad 3\frac{1}{2}$	$a' : c = 90$
$n : c = 119 \quad 0$	$p : c = 117 \quad 58$
$m : a = 119 \quad 43\frac{1}{2}$	$a : a' = 120 \quad 0$
$m : f' = 150 \quad 0$	$l : a' = 153 \quad 40.$

Von der letztern Kante abgesehen (deren auffallendes Schwanken oben bereits erwähnt wurde) sind die Differenzen der entsprechenden Kanten keineswegs so erheblich, dass die Möglichkeit einer Vereinigung beider Mineralien von krystallographischer Seite ausgeschlossen würde. Im Gegentheile scheint dieselbe noch näher gerückt zu werden durch die Gemeinsamkeit mehrerer physikalischer Eigenschaften. Wie der Tridymit ist auch der Hessenbergit farblos, durchsichtig, von starkem Glasglanze, von einer dem Quarze fast gleichen Härte; im Kolben unveränderlich, in der Platinzange unschmelzbar; in der Phosphorsalzperle kaum merkbar (Tridymit nicht) löslich.

Hier endet aber die in ihrer Art vielleicht einzig dastehende Aehnlichkeit der sonst mit nichts Anderem vergleichbaren Formen. Zunächst ist der Winkel der Zwillings tafeln ein ganz verschiedener. Bei dem Hessenbergit schneiden sich die Basen der Zwillings tafeln unter $61^{\circ} 44'$, die Flächen $m : m$ unter $150^{\circ} 39'$. Es bedürfte einer sehr gezwungenen Deutung, um diese Winkel aus unserer Tridymit-Grundform

abzuleiten, was auch nur annähernd geschehen könnte unter der Voraussetzung, daß zwei Tridymit-Individuen sich verbänden nach dem Gesetze: Zwillingsene und Verwachsungsebene eine Fläche ($a : a : \infty a : \frac{1}{3} c$). Gänzlich verschieden ist das von Kennigott angegebene Verhalten des Hassenbergits zur Sodaperle von demjenigen unseres Minerals, und genügt dies allein schon um die vollständige Trennung beider Körper zu begründen. Da Hr. Hassenberg die Güte hatte mir die in seinem Besitze befindlichen Hassenbergitkrystalle zu übersenden, so konnte ich mich durch genaue Messungen von der vollkommenen Richtigkeit seiner Auffassung des Krystallsystems dieses seltenen Minerals und der von ihm angegebenen Abweichungen der betreffenden Kantenwinkel von 90° und 120° überzeugen.

22. Ueber die Winkel der Feldspathkrystalle.

Es ist seit langer Zeit bekannt, daß die Auswürflinge von Laach ihrer Mehrzahl nach wesentlich aus einem körnigen Gemenge von Sanidin bestehen, und daß in den Drusen jener Blöcke zuweilen wohlgebildete und meßbare Krystalle des genannten Minerals aufgewachsen sind. Bereits 1829 lenkte Hr. G. Rose die Aufmerksamkeit auf jenes Vorkommen, indem er jene Sanidine den vesuvischen an die Seite stellte und die Resultate seiner Messungen mittheilte¹⁾. In mehrfacher Hinsicht schien es mir geboten, die Laacher Sanidine einer erneuten Untersuchung in chemischer und krystallographischer Hinsicht zu unterziehen. Doch wurde die Ausführung dieser seit Jahren in Aussicht genommenen Arbeit erst dadurch möglich, daß mir von Hrn. P. Wolf²⁾, dem die Kenntniß der Laacher Auswürflinge in neuester Zeit wesentliche Fortschritte verdankt, ein Handstück der Laacher Sammlung mit trefflichen Krystallen zur Verfügung gestellt wurde. Einige andere Krystalle lieferte mir unsere Universitäts-Sammlung. Meinem Wunsche, die an den Laacher Krystallen ausgeführten Messungen auch

1) S. diese Ann. Bd. XV, S. 193 und Bd. XXVIII, S. 143.

2) S. Zeitschr. d. deutschen geolog. Ges. Jahrg. 1867, S. 451—492 und Jahrg. 1868, S. 1—78.

auf andere Feldspath-Varietäten auszudehnen, wurde in zuvorkommender Weise willfahrt durch G. Rose, welcher mir eine große Anzahl Krystalle vom Vesuv, Elba, Tyrol zur Verfügung stellte. Dieselben waren zum Theil schon Gegenstand seiner Untersuchungen gewesen, vorzugsweise dahin zielend, den Winkel des vertikalen Prismas zu bestimmen.

Die Entwicklung unserer Kenntniss des Feldspath-Systems liefert einen bemerkenswerthen Beitrag zur Geschichte der Naturwissenschaften. Es möge deshalb gestattet seyn, an einige hierauf bezügliche Thatsachen zu erinnern, weil dieselben geeignet sind, das Interesse für genaue Messungen unseres Minerals zu erhöhen. Bereits Romé de l'Isle (*Crystallographie t. II p. 469*) bemerkt in Bezug auf die Neigungen der Feldspathflächen, es seyen die Winkel von P und α zur Kante des vertikalen Prismas (TT') nicht vollkommen gleich, ohne indeß hervorzuheben, welcher Winkel der stumpfere, welcher der schärfere sey. Haüy nimmt einen Unterschied in den Neigungen von P und α zur Prismenkante von ungefähr 1° an, hält aber merkwürdiger Weise P für die weniger steil, α für die steiler geneigte Fläche, was offenbar irrig ist¹⁾. Chr. S. Weiss gründete auf den Feldspath seine Theorie der zwei- und eingliedrigen Systeme, indem er an der Hand seiner Zonenlehre eine Fülle der interessantesten Beziehungen des Feldspathsystems entwickelte. Haüy und Weiss benutzten bei ihren krystallographischen Arbeiten das von Will. Hyde Wollaston im Jahre 1809 entdeckte Reflexionsgoniometer noch nicht. Da genaue Messungen zur Ableitung der Grunddimensionen der Krystalle nicht vorhanden waren, so folgerten sie aus gewissen Annahmen der Grunddimensionen die Kantenwinkel. So supponirte Haüy, daß die Längen der Diagonalen einer Fläche des Hauptrhomboëders am Kalkspath sich verhielten wie die Wurzelwerthe $\sqrt{3}$; $\sqrt{2}$; daraus berechnete er den Rhomboëderwinkel gleich $104^\circ 29'$. Als nun Wollaston mit seinem Goniometer letzteren Winkel zu $105^\circ 5'$ fand, so verwarf Haüy denselben, weil

1) S. Hessenberg, Mineralog. Notizen I, 3.

daraus ein durch seine Theorie erheischtes Verhältniß der Flächendiagonalen in Form von Wurzeln einfacher Zahlen nicht resultire. Weifs legte die Wurzelwerthe nicht in die Flächen, sondern in die von ihm in ihrer Bedeutung hervorgehobenen Axen des Systems, welche stets rechtwinkelig angenommen wurden. Für den Feldspath war seine Annahme des Axenverhältnisses $a : b : c = \sqrt{13} : \sqrt{3} : 13 : \sqrt{3}$. Nachdem der große Krystallograph die krystallographische Fundamentalbestimmung des Feldspaths gegeben (in den Abh. d. k. Akademie zu Berlin, 1816), kehrte er wiederholt (1820, 1825, 1835, 1838) zum Studium dieses merkwürdigen Systems zurück, dessen versteckte Beziehungen, wie sie aus jenen Axenwerthen sich ergeben, verfolgt wurden. Unter denselben sind vorzugsweise die folgenden hervorzuheben:

- 1) die Gleichheit der Neigungen $o : T$ und $o : P = 123^\circ 59'$,
- 2) die Gleichheit der Kante $o : o'$ und der längeren Kante des Pyritoëders $= 126^\circ 52'$,
- 3) n bildet eine gerade Abstumpfung der Kante $P : M$, so daß $n : P = n : M = 135^\circ$,
- 4) $y : P = q : k = 99^\circ 6'$; und $x : P = r : k = 128^\circ 41'$,
- 5) $T : M = z : k = 120^\circ$,
- 6) $o : T = n : y = 96^\circ 25'$,
- 7) $o : z' = n' : q = 125^\circ 31'$.

Nachdem der Begründer der Zonenlehre in vieljährigem Studium »die verborgenen Eigenschaften« des Feldspathsystems entwickelt, leitet er seine letzte diesem Gegenstande gewidmete Abhandlung mit den Worten ein: »Das Feldspathsystern würde ein interessanter Gegenstand für die geometrische Betrachtung als solche bleiben, auch wenn ihm die Beziehung auf die Wirklichkeit ganz abginge«. Ob das von Weifs construirte Feldspathsystern in der Natur Begründung hat oder nicht, ob jene oben erwähnten gepaarten Kantenwinkel Bestand haben oder fallen müssen, hängt von den Fragen ab, ob das vertikale Prisma $TT' 120^\circ$ misst, ob P und x gleiche Neigung zur Vertikalaxe besitzen und ob n eine gerade Abstumpfung* der Kante $P : M$ bildet. Am Feldspath, welcher von Weifs zum Prototyp mono-

kliner Krystalle aufgestellt wurde, mußte die Frage, ob schief- oder rechtwinkelige Axen naturgemäfs seyen, gelöst werden. Seltsamer Weise war gerade der Feldspath, wenngleich unter den monoklinen Mineralien das am häufigsten zu beobachtende, dennoch ein wenig glückliches Object, um die Differenz der Ansichten über die Schiefwinkeligkeit der Axen zu einem schnellen Austrage zu bringen. Es erklärt sich dieß durch zwei Thatsachen. Zunächst sind genau meßbare Feldspathe eine Seltenheit. Unter den in granitischen Gesteinen auf Gängen oder in Drusen ausgebildeten Krystallen erlauben vielleicht nur einzelne elbaische genaue Messungen. Gleich selten sind Adulare mit vollkommen ebenen und glänzenden Flächen. Aufgewachsene meßbare vulkanische Feldspathe, Sanidine, haben bisher nur Vesuv und Laacher See geliefert; an letzterem Orte wird man indeß in tausend Auswürflingen kaum Einen genau meßbaren Krystall finden. Hierzu tritt nun noch der Umstand, daß die Kantenwinkel auch der besten Feldspathkrystalle erheblich schwanken, wenngleich nicht alle in gleichem Maafse.

Die ersten, genauesten Messungen des Feldspaths verdanken wir Kupffer (diese Ann. Bd. XIII, 209 (1828)). Dieselben beziehen sich auf den Adular aus Tyrol. Folgende vier Winkel wurden von ihm mit großer Genauigkeit bestimmt; $T : T' = 118^{\circ} 48',6$; $T : P = 112^{\circ} 16'$; $T : x = 110^{\circ} 40' \frac{1}{4}$; $P : x = 129^{\circ} 40',8$. Es sind dieselben Winkel, welche allgemein der Berechnung der Kanten z. B. bei Miller und Des Cloizeaux zu Grunde gelegt wurden. Diese Kupffer'schen Messungen waren unvereinbar mit der schönen Theorie, welche Weifs dem Feldspathsyst. zu Grunde gelegt hatte. In seinem Widerspruche gegen jene Messungen glaubte Weifs sich auf die Zwillinge von Elba berufen zu können, bei denen die Flächen P und x in ein und dasselbe Niveau zu fallen scheinen. Da nämlich die elbaischen Krystalle in Folge beginnender Verwitterung meist eine matte Oberfläche zeigen, so ist es nicht immer möglich, sich von der verschiedenen Neigung der Flächen P und x zu überzeugen. Auch hatte G. Rose einen Adu-

larzwilling (Zwillingssebene n) gemessen, dessen beide Flächen P und $\bar{P}$ $90^\circ 0',4$ mit einander bildeten. Demnach mußte an diesem Adular die Fläche n eine gerade Abstumpfung der rechtwinkligen Kante $P:M$ bilden. Ferner zeigte G. Rose, daß der Prismenwinkel beim Sanidin fast einen Grad stumpfer sey als der entsprechende des Adulars nach Kupffer, sich demnach dem von Weifs angenommenen Werthe (120°) nähere.

Die von mir über verschiedene Varietäten des Feldspaths ausgedehnten genauen Winkelmessungen gestatten für keine derselben die Beibehaltung einer jener Folgerungen von Weifs. So anziehend das Studium der Gleichheit gewisser Kanten seyn mag, welche theils derselben, theils verschiedenen Zonen angehören: eine nähere Beziehung zur Wirklichkeit hat es nicht.

Nachdem ich bereits einen Theil der folgenden Messungen ausgeführt, erhielt ich durch des Verfassers Güte die letzte Fortsetzung der Materialien zur Mineralogie Rußlands von v. Kokscharow. Dieser verdienstvolle Krystallograph unterzog seinen zahlreichen Messungen vorzugsweise Adulare aus Graubündten und aus Tyrol. Die erhaltenen Werthe stimmen sehr nahe mit den Angaben Kupffers überein; da die größte Differenz noch nicht $4'$ beträgt. Eine Vergleichung der v. Kokscharow'schen Messungen bestätigt auch die von Kupffer bereits ausgesprochene Thatsache, daß die Winkel des Adulars nicht unbedeutenden Schwankungen ausgesetzt sind. v. Kokscharow dehnte dann seine Messungen auch auf sechs einer und derselben Druse entnommene Sanidine vom Vesuv aus, wodurch sich die große Unregelmäßigkeit in der Ausbildung dieser Krystalle herausstellte.

(Hier folgt die Tabelle).

Zum Verständniß der anliegenden Tabelle, welche die von mir mittelst des Fernrohr-Goniometers gemessenen Feldspathwinkel enthält, ist zu bemerken, daß in der oberen Horizontalreihe die Kanten angegeben sind, deren Werthe

eldspathki

Zillerthal; Zw. =

x	r/y	T
3' 23"	163° 9' 45"	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
.	.	119
55	163 9 56	119
.	.	119
.	.	119
163 5	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118
.	.	118

	k/P	M o/y	o/z
28 V.	.	134° 40' 46"	124° 58'
29 V.	.	40 45½	.
30 V.	.	.	.
31 V.	.	134°	.
32 V. Zw.	.	.	.
33 V. Zw.	.	.	.
34 V. Zw.	.	.	.
35 V. Zw.	.	.	.
36 V. Zw.	.	.	.
37 V. Zw.	.	.	.
38 V. Zw.	.	.	.
39 P.	.	140 20	.
Ber. E.	116° 2' 20"	.	.
40 E.	.	.	.
41 E.	.	.	.
42 E.	116 3	.	.
43 E.	.	.	.
44 E.	.	.	.
45 E.	.	.	.
46 E.	.	140 43 52	125 0
47 E.	.	140 44½	.
48 E.	.	140 33	125 21
49 E. Zw.	.	.	.
50 E. Zw.	.	.	.
Ber. Ad.	.	.	125 3
51 Z.	.	.	.
52 Z.	.	.	.
53 Z.	.	.	.
54 Z.	.	.	.
55 Ad. Zw.	.	.	125 10

n (Baven. Gesetz)			Zwillinge paral. k (Carlsb. Ges.)		
$q / \underline{P}$	$\underline{P} / \underline{P}$	y / y	$\underline{P} / \underline{P}$	x / x	$\underline{P} / x$
30'58 $\frac{1}{2}$ "	89° 43' 18"	166° 28' 2"	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	89 25	.	.	.	.
28	89 50 $\frac{1}{2}$	.	.	.	.
.	89 30	166 20	.	.	.
.	89 30	.	.	.	.
.	89 31 $\frac{1}{2}$	.	.	.	.
.	89 42	.	.	.	.
.	(89 36)	.	127 55	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	127 55 20	131 33 40	178 31 22
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	128 6	131 31	{ 178 8
.	.	.	128 8	.	{ 178 21
.	.	.	.	.	.
8	89 52 42	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
0	.	.	.	.	.
10	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	89 48	.	.	.	.

in den darunter stehenden Vertikalreihen folgen. Ueber den gemessenen Krystallen von jeder Oertlichkeit (Laach = L., Vesuv = V. (Peru = P.), Elba = E., Zillertal = Z. = Ad.) stehen die für die Krystalle des betreffenden Vorkommens berechneten Kantenwerthe. Ber. L. bedeutet die nach den am sichersten bestimmten Laacher Winkeln für dieses Vorkommniss berechneten Werthe. Die den betreffenden Rechnungen zu Grunde liegenden drei Winkel sind durch einen Asterisk bezeichnet. Die berechneten Winkelreihen sind von den Messungsreihen auch dadurch zu unterscheiden, daß sie die Werthe in Sekunden angeben. Die berechneten Werthe für den Adular sind mit Ausnahme der Kanten $P:q$, $q:T$, $q:x$, welche bei v. Kokscharow fehlen, dem verdienstvollen Werke dieses Forschers entlehnt. Da man bei v. Kokscharow nicht ersehen kann, welche Winkel der Adular-Rechnung zu Grunde liegen, so fehlen in dieser Reihe die Asteriske.

Der alphabetisch geordneten Reihe der Kantenwinkel für einfache Krystalle folgen auf der Fortsetzung der Tabelle die Kanten der Zwillingskrystalle und zwar zunächst derjenigen, bei welchen n die Zwillingsebene bildet (Bavenoër Gesetz), dann derjenigen bei denen k Zwillingsebene ist (Carlsbader Gesetz). — An den in den Tabellen aufgenommenen Krystallen wurden stets alle mit Hülfe des Fernrohrgoniometers gut meßbaren Winkel bestimmt. Die Krystalle 1—17 sind Laacher Sanidine, 18—38 sind Vesuvische Sanidine (sog. Eisspath), darunter 32—38 ausgezeichnete Zwillingskrystalle nach dem sog. Bavenoër Gesetze gebildet. 39 ist ein zierlicher Zwillingskrystall (parallel P) von Sanidin aus einem Trachyte Peru's. Die Nummern 40—50 sind Elbaische Krystalle, darunter die beiden letzten Zwillinge nach dem Carlsbader Gesetze. 51—54 sind Adulare aus dem Zillertal, Tyrol, endlich 55 ein ausgezeichnete Adular-Zwilling nach dem Bavenoër Gesetze aus der *Val Piora* nahe dem *St. Gotthard*.

Die Messungen, welche ich an den Krystallen von Laach, Vesuv, Elba, Tyrol anstellte, ließen bald erkennen, daß,

wenn auch die Krystalle ein und desselben Fundorts erheblichen Schwankungen unterworfen sind, dennoch diejenigen der verschiedenen Fundorte in ihren mittleren Werthen so bedeutend von einander abweichen, daß denselben nicht gleiche Axenelemente untergelegt werden können.

a ist die Längs-, b die Quer-, c die Vertikalaxe. Axe a ist so gelegt, daß die Flächen P und x gleiche Theile auf derselben abschneiden. So ergeben sich folgende Axen- und Winkelwerthe:

Sanidin von Laach

$$a : b : c = 0,582864 : 1 : 0,275344,$$

$$\text{Axenwinkel} = 90^\circ 54' 12'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 58' 38'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 27' 16''.$$

Sanidin vom Vesuv.

$$a : b : c = 0,585986 : 1 : 0,276365,$$

$$\text{Axenwinkel} = 90^\circ 54' 30\frac{1}{2}'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 64^\circ 0' 32'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 29' 43''.$$

Feldspath von Elba.

$$a : b : c = 0,58994 : 1 : 0,276749,$$

$$\text{Axenwinkel} = 91^\circ 6' 35'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 57' 40'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 46' 50''.$$

Adular aus Tyrol.

$$a : b : c = 0,591705 : 1 : 0,277678,$$

$$\text{Axenwinkel} = 91^\circ 7' 3'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 56' 46'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 46' 40''.$$

Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich, daß bei gleichen Axen b die beiden anderen Axen ihre kleinsten Werthe haben bei den Laacher Krystallen, ihre größten bei dem Adular, daß aber die Differenzen in der Länge der Axe c um Vieles geringer sind als diejenigen für a . Die Axenwinkel für den Sanidin vom Vesuv und von Laach sind fast gleich; doch verschieden von denjenigen der Krystalle von Elba und aus Tyrol, welche untereinander gleichfalls beinahe

gleich sind. Trotz des ungefähr gleichen Axenwinkels der Sanidine sind die relativen Neigungen von P und x zur Vertikalaxe verschieden. Für Laach mißt die Kante $P : x = 129^\circ 25' 54''$, für Vesuv $= 129^\circ 30' 15''$. Die relativen Neigungen von P und x sind für Elba und Tyrol fast gleich, indem Kante $P : x$ für Elba $= 129^\circ 44' 30''$, für Tyrol $129^\circ 43' 26''$. Die Neigung $P : \text{Axe } c$ stimmt überhaupt sehr nahe überein in allen Vorkommnissen, um so verschiedener ist aber die Neigung von x zur Axe c . Die Beziehungen in den Winkelwerthen der verschiedenen Feldspathe prägen sich vielleicht noch deutlicher als durch obige Angaben in folgenden wichtigen Kantenwinkeln aus

	$o : M$	$P : T$	$T : T'$
Laach	$116^\circ 37$	$112^\circ 16\frac{1}{2}$	$119^\circ 32$
Vesuv	$116 42$	$112 13$	$119 16$
Elba	$116 47$	$112 13$	$118 56$
Tyrol	$116 52$	$112 12\frac{1}{2}$	$118 47.$

Die von mir gemessenen Laacher Sanidine entstammen, mit Ausnahme von No. 9, ein und demselben Stücke, einem Auswürflinge, welcher ein feinkörniges Gemenge von farblosem Sanidin, blauem Häüyn, schwarzem Augit, Magneteisen, Titanit darstellt. Die zuletzt genannten Gemengtheile sind in nur sehr geringer Menge vorhanden. Das Gestein umschließt kugelige oder eiförmige, bis $\frac{1}{2}$ Zoll große Drusen, welche Sanidin in trefflich ausgebildeten Krystallen enthalten. Die Drusenwandung wird zunächst bekleidet von kleinen blafsblauen Häüyn-Krystallen (Combination des herrschenden Dodecaëders mit untergeordnetem Würfel), auf denen die Sanidine aufgewachsen sind. Ist die Druse sehr klein, so beobachtet man zuweilen, daß ein einziger Sanidin die häüynbekleidete Druse erfüllt. Andere kleine Drusen beherbergen zierlichste Augite nebst Titaniten. Es zeigen sich demnach hier dieselben Mineralien in der Grundmasse wie in der Druse, deren Ausfüllung in diesem Falle nicht einem wesentlich späteren Vorgange zugeschrieben werden kann. Indem ich die Mittheilung der chemischen Zusammensetzung der Sanidine dieses Auswürflings weiter unten geben werde,

sey hier noch eine Bemerkung über die Drusen der Laacher Blöcke gestattet. In den im eigentlichen und engeren Sinne vulkanischen Gesteinen erklären sich die Drusen leicht und einfach durch sich entwickelnde Gase. Weniger leicht ist die Erklärung der Drusen in den zuweilen ganz grobkörnigen fast granitähnlichen Aggregaten von Laach. Durch ihr körnigdrusiges Gefüge erinnern sie in der That an gewisse Granite (z. B. denjenigen von *Brusin piano* am Luganer See, vom *Mulatto* in Tyrol, an manche sog. jüngere Granite Norwegens usw.). Die Drusen und Hohlräume der Laacher Steine, wie sie sehr verschiedenartige Formen und Wandungen besitzen, sind unzweifelhaft auch verschiedener Entstehung. Die meisten sind gewiß ursprünglicher Bildung, durch Contraction der Steinmasse oder die Entwicklung von Gasen entstanden, andere aber sind späterer Entstehung, eine Folge des Ausschmelzens leichter schmelzbarer Gemengtheile.

Bei der großen Neigung zur Zwillingbildung, welche der Feldspath fast in allen Formen seines Vorkommens zeigt, verdient es hervorgehoben zu werden, daß bisher der Sanidin zu Laach nur in einfachen Krystallen beobachtet worden ist. Weder die im sog. Laacher Trachyt eingewachsenen, noch die in den Sanidingesteinen ein- oder aufgewachsenen Krystalle sind bisher zu Zwillingen verwachsen gefunden worden. Die an den Laacher Krystallen beobachteten Flächen sind in der Fig. 6 dargestellt: *T*, *z*, *M*, *k*, *P*, *x*, *y*, *n*, *o*, deren krystallographische Formeln als bekannt vorausgesetzt werden dürfen.

Der Krystall 1 ist einer der bestgebildeten von allen. Die Abweichungen der gemessenen von den berechneten Winkeln überschreiten kaum 1'. Die Flächen *MM'* gehen einander vollkommen parallel, und die Neigung von *y* zu jenen wurde $= 90^\circ$ gefunden.

Krystall 2 zeigt außer den gemessenen Flächen noch sehr schmal und etwas gerundet *o*, *n*, *z*. Dieser Krystall, weungleich, wie die Messungen zeigen, gut gebildet, verräth

eine kleine Störung in Betreff einer Kante $M : x$; während P beiderseits genau rechte Winkel mit M bildet.

Krystall 3 zeigt die Kante P/x , eine der variabelsten des Feldspaths, um $6'$ stumpfer als der Normalwerth; dem entsprechend ist die Kante $P:T$ etwas schärfer.

Noch eine grössere Abweichung in der Lage der Schiefendflächen zeigt der Krystall 7, welcher leider ausser M, P, x, y keine meßbaren Flächen aufweist. Hier ist die Kante x/y um $9'$ zu stumpf. P/x um $39\frac{1}{2}''$ zu scharf. Krystall 8 ist der einzige unter den Laacher Sanidinen, an welchem ich die wichtige Fläche n meßbar fand. Beim Adular scheint n niemals meßbar gefunden worden zu seyn. Kupffer berechnete aus seinen 3 Fundamental-Messungen $P:n = 135^\circ 3' 27''$; Kokscharow $= 135^\circ 3' 39''$. G. Rose maß die nebeneinander liegenden Flächen $P:P$ eines Adularzwillings, und fand, wie bereits oben angegeben, die Kante noch nicht eine halbe Minute vom rechten Winkel verschieden, »welchen Unterschied man also wohl als durch einen Beobachtungsfehler hervorgebracht, ansehen darf.« Stumpft in der That n beim Adular die Kante P/M gerade ab, so ist es das einzige Beispiel für eine solche Abstumpfung einer ungleichflächigen Kante. »Es giebt indess auch Krystalle, fährt G. Rose (1829) fort, bei denen die Neigung der Flächen n gegen einander nicht rechtwinklig ist. Diefs sind die Krystalle des sogenannten glasigen Feldspaths vom Vesuv und vom Laacher See.« An einem vesuvischen Krystall wurde von ihm gemessen $M:n = 134^\circ 43'$ (demnach $P:n = 135^\circ 17'$). Kokscharow maßt (Materialien Bd. V, S. 148) an vier vesuvischen Krystallen die Kante $P:n = 135^\circ 14', 135^\circ 17', 135^\circ 15', 135^\circ 15'$. Wenn demnach der von diesem ausgezeichneten Krystallographen berechnete Werth $135^\circ 23' 57''$ beträgt, so könnte man vermuthen, daß die zur Berechnung genommenen Winkel nicht glücklich ausgewählt sind. Da die oben angegebenen Messungen für $P:n$ zu den am besten übereinstimmenden gehören, so hätten sie bei der Berechnung berücksichtigt werden müssen. Welche Winkel Hr. v. Kok-

scharow bei der Berechnung der Axenelemente gedient haben, ist leider nicht zu sehen.

Am Laacher Sanidin ist, wie die Messung lehrt, n eine schiefe Abstumpfung der Kante P/M . Der gefundene Werth stimmt so gut mit dem berechneten Laacher Winkel überein, daß die Abweichung vom rechten Winkel unmöglich einer Störung zugeschrieben werden kann, um so weniger, da alle gemessenen Kanten dieses Krystalls sehr nahe mit den Normalwerthen übereinstimmen. Wenn demnach der Sanidin Zwillinge bildet parallel n , so können PP , MM ein rektanguläres Prisma nicht bilden, wie es beim Adular sehr angenähert der Fall ist.

Krystall 9 ist sehr gut gebildet, und konnte mit zwei Fernrohren gemessen werden.

Krystall 10, obgleich dem äußeren Ansehen nach vollkommen gebildet, läßt eine erhebliche Störung erkennen. Derselbe ist an einem Ende verbrochen, und läßt nur zwei Flächen T sehen, welche sich mit y schneiden. Die Vergleichung der acht in der Tabelle angeführten Winkel läßt erkennen, daß die Flächen P , x , M , o gegen einander ungefähr die normale Lage haben, auch $TT'y$ zu einander nicht bedeutend gestört sind (es berechnet sich der Winkel, unter welchen y auf Kante T/T' aufgesetzt ist $= 144^\circ 32'$, während derselbe aus den Normalwinkeln folgt $= 144^\circ 29' 36''$). Die Störung betrifft vielmehr die relative Lage der Flächen-Gruppe Pxo gegen die Gruppe $TT'y$. Um dies zu bewahrheiten, maafs ich noch den Winkel P/T über o und fand ihn $= 67^\circ 28\frac{1}{2}'$, während der Normalwinkel $67^\circ 43\frac{1}{2}'$ betragen würde.

Bei dem Krystall 11 besitzt die Prismenkante einen so stumpfen Winkel, wie ich ihn an keinem anderen Feldspathe gefunden habe; demgemäfs ist auch der Winkel M/T der kleinste in der Tabelle. Der Krystall läßt gleichfalls eine Störung erkennen, wenngleich anderer Art als der vorige; indem er zu beiden Seiten der Axenebene (ac) unsymmetrische Neigungen besitzt. $P:M$ und $y:M$ wurden zwar genau $= 90^\circ$ gefunden (x tritt nur als schmale Linie

auf). P neigt sich zum rechtsliegenden $T = 112^\circ 27\frac{1}{2}'$; zum linken $T' = 112^\circ 19'$. $T : M = 120^\circ 1\frac{1}{2}'$; $T' : M = 120^\circ 8'$. Endlich sind auch die Winkel, unter denen y auf die Flächen T , T' aufgesetzt sind, um einige Minuten verschieden. Ähnliche Abweichungen vom Symmetrie-Gesetze kommen nicht ganz selten vor; dieselben sind aber ganz unregelmäßig und können unmöglich einen Zweifel an dem monoklinen Charakter des Feldspathsystems aufkommen lassen. Zu gleichem Resultat sind schon früher G. Rose und Kupffer und jüngst v. Kokscharow gelangt. An dem in Rede stehenden Krystall verdient auch noch die erhebliche Abweichung der Kante P/y von ihrem Normalwerth hervorgehoben zu werden.

Krystall 13 zeichnete sich dadurch aus, dafs die seltene Fläche k mefsbar war und so die Neigung $P : k$ sich direct messen liefs. Berechnet man diesen Winkel aus den beiden gemessenen Kanten $P : T$ und $T : T'$, so erhält man $116^\circ 6'$, d. h. nur eine einzige Minute von dem gemessenen Werthe verschieden.

Krystall 15 zeigt eine ähnliche Unsymmetrie wie 11. Genau mefsbar erwiesen sich nur die beiden vorderen TT' , P , k und das zur Rechten liegende M . P neigt sich hier etwas zur Rechten hinab. Die Kante $P : T = 112^\circ 18'$, $P : T' = 112^\circ 15'$. Die folgenden in der Tabelle aufgeführten Krystalle von Laach lassen keine auffallenden Störungen der gemessenen Kanten erkennen.

Aufser den in der Tabelle verzeichneten Messungen habe ich an sechs Krystallen noch folgende Kanten gemessen:

- 1) $T : T' = 119^\circ 33'$ $M : T = 120^\circ 13'$
- 2) $T : M = 120^\circ 20'$ $P : T = 112^\circ 21'$ $P : T' = 112^\circ 20'$
- 3) $P : T = 112^\circ 17'$ $P : T' = 112^\circ 19'$
- 4) $P : T = 112^\circ 19'$ $P : T' = 112^\circ 18'$
- 5) $T : T' = 119^\circ 32'$ $M : T' = 120^\circ 15'$
- 6) $T : T' = 119^\circ 32'$ $P : x = 129^\circ 23\frac{1}{2}'$.

Eine Vergleichung der in der Tabelle aufgeführten Messungen an Laacher Sanidinen (mit Ausnahme von No. 9 demselben Stücke entnommen), lehrt in augenscheinlichster

Weise die Schwankungen in der Neigung der Kanten kennen. Auch ist ersichtlich, daß davon namentlich die Kante $P:x$ sowie $T:T'$ betroffen werden. Es darf hier an die Worte Neumann's («das Krystallsystem des Albites und der ihm verwandten Gattungen», Abh. d. Akad. d. Wiss. 1830, S. 191) erinnert werden: »Wäre die Beständigkeit der Flächenneigungen erwiesen, so würde es schwerer seyn, sie zu begreifen, als die Veränderlichkeit, der sie, wie alle physikalischen Eigenschaften der Körper unterliegen; es setzte eine krystallinische Kraft voraus, die unendlich groß wäre gegen alle mitwirkenden Kräfte bei der Bildung der Krystalle, der Schwere, Adhäsion etc. und dann würde man doch nicht begreifen, wie zwei mit einander verwachsene Krystalle sich in ihrem Fortwachsen nicht hindern und stören sollten«. Der scharfsinnige Forscher machte schon damals (1830) die Bemerkung: »es scheint im Feldspathsystem vorzüglich die Neigung $T:T'$ zu variiren, mehr als die Neigung der übrigen Flächen«. Die Wahrheit dieser Worte wird sich bei dem Studium der Winkel vesuvischer und elbaischer Krystalle noch mehr bewähren.

18 ist ein herrlicher vesuvischer Krystall, 4 bis 5^{mm} groß, mit den Flächen M , P , x , oo' , y , einer Fläche T auf der hintern Seite, und äußerst schmal r . Der Krystall ist vorzüglich gebildet, denn ich fand genau gleiche Werthe für $o:x$ und $o':x$, $o:P$ und $o':P$, $o:y$ und $o':y$. Durch seine Winkel charakterisirt sich dieser Krystall sogleich als ein vesuvischer Sanidin, und entfernt sich von den Laacher Krystallen. Die Prismenkante $T:T'$ (berechnet aus der Messung für $T:M$) = $118^{\circ} 43'$ ist viel weniger stumpf als der Normalwerth für Laach; sie stimmt fast mit dem entsprechenden Adular-Winkel. $P:x$ ist um einen halben Grad stumpfer als der Laacher Normalwinkel. Eine gleich stumpfe Kante $P:x$ beobachtet man niemals bei Laach, wohl aber beim Adular, sowie an den Krystallen von Elba und anderen vesuvischen. Sehr bemerkenswerth erscheint mir nun, daß Kante $P:T$ bei Krystall 15 wenig abweicht vom Normalwerth; wie überhaupt diese Kante die constanteste

bei allen Feldspath-Varietäten ist. Demgemäfs ist auch die Neigung $P:k$ oder zur Vertical-Axe ein fast constantes Element im Feldspathsystem. Wir berechnen für unsere Krystalle aus $P:M=90^\circ$, $P:T=112^\circ 13'$; $M:T=120^\circ 38\frac{1}{2}'$ jene Neigung $P:k=116^\circ 4'$ und erinnern uns, dafs dieser Winkel beim Adular nach Kupffer $116^\circ 7'$ beträgt, nach v. Kokscharow $116^\circ 3\frac{1}{4}'$, nach G. Rose für den vesuvischen Sanidin $116^\circ 5\frac{9}{10}'$, nach v. Kokscharow für den Sanidin von gleichem Fundorte $116^\circ 9'$ (gewifs um einige Minuten zu grofs). Während die Neigung von P zur vertikalen Axe nicht wesentlich oder gar nicht verändert ist im Vergleiche zu den Laacher Sanidinen, ist x und zugleich y erhoben. Der Krystall 18 lehrt also, dafs der Unterschied in den Kantenwinkeln zwischen Sanidin und Adular kein völlig durchgreifender ist.

Wenngleich Krystall 19 in Bezug auf seine Flächenbeschaffenheit wohl gebildet erscheint, so beweisen dennoch die in der Tabelle angeführten neun Winkel, dafs er ganz abnorm gestaltet ist. Es wurde nämlich bereits oben hervorgehoben, dafs die Neigung von P zur Vertikalaxe bei den verschiedenen Feldspath-Varietäten ein relativ constantes Element bilde. An unserem Krystall 19 berechnet sich aus den Messungen $T:T=119^\circ 17\frac{1}{2}'$, $y:T=134^\circ 32\frac{1}{2}'$ und $P:y=99^\circ 47'$ jene Neigung $=64^\circ 44\frac{1}{2}'$, demnach $P:k=115^\circ 15\frac{1}{2}'$; eine für diese Kante ganz unerhörte Störung. Eine Vergleichung der gemessenen Kanten ergibt, dafs sie weder mit den vesuvischen noch mit den Laacher Sanidin-Winkeln, noch auch mit denjenigen des Adulars übereinstimmen. In Bezug auf letztere bildet die Kante $o:o'$ eine Ausnahme, welche mit dem von v. Kokscharow aus seinen Messungen am Adular berechneten Werth $126^\circ 16'$ genau übereinstimmt (Kupffer's Elemente ergeben $126^\circ 14'$). Die Constanz der Combinations-Kante beider verticalen Prismen, welche sowohl an unserm gestörten Krystall als auch zufolge der Angaben von Kupffer, G. Rose, v. Kokscharow besteht, könnte auch auf den ersten Blick überraschen. Sie geht aber einfach aus der Thatsache hervor, dafs bei

der Variabilität der Kante $T : T'$ das Verhältniß, in welchem das Prisma z zu T steht, nicht gestört wird, oder mit andern Worten: das Gesetz der rationalen Axenschnitte bleibt trotz jener Veränderlichkeit der Kante $T : T'$ bestehen. Man findet nämlich für die beiden äußersten Werthe $T : T'$, welche die Tabelle aufweist, das Maafs der Combinationskante $T : z$ identisch:

$$T : T' = 119^{\circ} 41' \text{ ergibt Kante } T : z = 150^{\circ} \frac{1}{2}$$

$$T : T' = 118^{\circ} 42' \quad \text{„} \quad \text{„} \quad = 150^{\circ} \frac{1}{2}.$$

Obgleich demnach die Kante $T : z$ die beständigste des ganzen Feldspathsystems ist, so ist sie doch durchaus werthlos für die Berechnung der Axenelemente dieses Systems. — Es soll indeß nicht geleugnet werden, daß es Störungen anderer Art giebt als die berührten, welche auf den Werth der Kante $T : z$ ihren Einfluß üben: wie z. B. v. Kokscharow diese Kante an einem Krystall $= 149^{\circ} 51'$ maafs. Störungen der letztern Art, welche die Rationalität der Axenschnitte tangiren, sind geradezu als Unvollkommenheiten im Krystallbau zu bezeichnen. Mit Rücksicht auf die Anomalie des Krystalls 19 schien es besonders wünschenswerth zu ermitteln, ob derselbe vollkommen symmetrisch gebildet sey. In der That ist dieß der Fall; ich fand nämlich die Kante $y : T$ genau gleich $y : T'$.

Krystall 20 zeigt die seltene Fläche $r = (\frac{3}{5}a' : c : \infty b)$ deutlich und sehr gut meßbar. Dieselbe wurde von Weiss 1820 aufgefunden (»Ueber mehrere neu beobachtete Krystallflächen des Feldspaths«, Abh. Akad. d. Wiss.) an einem Krystall vom Pudelberg bei Stonsdorf, Schlesien, und ihre Formel aus der Thatsache abgeleitet, daß sie in eine Zone $z : o$ fällt. Da an unserm Krystall z und o nicht vorhanden, so läßt sich jene Zone nicht beobachten. Der Krystall ist symmetrisch ausgebildet, es wurden nämlich $P : T$ und $P : T'$, $r : T$ und $r : T'$ gleich und $y : T$ und $y : T'$ fast vollkommen gleich gefunden. In der Zone der Endflächen finden sich indeß auf der hintern Seite erhebliche Störungen, während P seiner normalen Lage sehr nahe kommt. Wir berechnen die Neigung von P zur Verticalaxe $63^{\circ} 57\frac{1}{2}'$

(zu Grunde legend die Messungen $P:T=112^{\circ}13'$ und $P:T'=118^{\circ}55'$); Laacher Normalwinkel $=63^{\circ}58'38''$. Die Tabelle läßt nun sogleich erkennen, daß die Flächen x, y, r in ihrer Lage eine sehr befriedigende Uebereinstimmung zeigen mit den unter Annahme der Axenschiefe $0^{\circ}54'$ berechneten Winkeln. Es ist deshalb jetzt zu untersuchen, ob die Lage der Axe a in der Weise geändert werden könne, daß die Winkel von P, x, r, y in genügender Weise mit den berechneten Werthen übereinstimmen. Den Messungen zufolge neigt sich:

$$P: \text{Axe } c = 63^{\circ}57\frac{1}{2}'$$

$$r: \text{ „ } c = 52\ 47 \text{ berechnet aus } T:T' \text{ und } T:r,$$

$$x: \text{ „ } c = 64\ 52 \quad \text{ „ } \quad \text{ „ } \quad r:x,$$

$$y: \text{ „ } c = 35\ 52 \quad \text{ „ } \quad \text{ „ } \quad r:y.$$

Es werde nun die Axe a so gelegt, daß die Flächen P und x gleiche Stücke auf ihrer vordern und hintern Seite abschneiden, so neigt sich die so berechnete Axe nach vorne $0^{\circ}33\frac{1}{2}'$. Axe a : Axe $c = 2,08586:1$. Ferner ergibt sich nun als Neigung der Fläche r : Axe $c = 51^{\circ}24'$, und y : Axe $c = 34^{\circ}49\frac{1}{2}'$. Diese Werthe stimmen so wenig mit den aus der Messung folgenden überein, daß wir mit Bestimmtheit aussprechen können: jene vier Endflächen P, x, r, y sind in einer solchen Weise unter einander gestört, daß sie erheblich gegen das Gesetz der rationalen Axenschnitte verstoßen. Wir fanden oben, daß trotz aller Störungen des Prismas T die Combinationskante $T:z$ gleich bleibt (weil z und T stets in der Relation verharren, daß ihre Axen b sich bei gleicher Axe a verhalten, wie $1:3$). In Bezug auf x und y (welche ein gleiches Verhältniß der Axenlängen besitzen) bewährt sich die Constanz der Combinationskante also nicht. In der Zone der Schiefendflächen beim Feldspath sind offenbar die einzelnen Flächen weniger fest mit einander verbunden, sondern schwankender und regelloser in Bezug auf ihre Neigungen zu einander. Noch ist an diesem merkwürdigen Krystall hervorzuheben, daß seine Prismenkante viel weniger stumpf ist, als sie beim Sanidin oder

glasigen Feldspath zu seyn pflegt; vielmehr mit dem Adularwinkel übereinstimmt.

Am Krystall 21 sind nur die Flächen M , P , x , y meßbar. Ich überzeugte mich durch vielfache Messungen, daß die Flächen M nicht genau parallel sind, sondern vom untern aufgewachsenen zum obern freien Ende über den Endflächen konvergiren, und mit einander den Winkel von 5 bis 6' bilden. $P:M$ und $y:M$ sind beiderseits stumpfe Winkel von $90^{\circ} 2'$ bis $90^{\circ} 3'$. Die Flächen M , welche gewöhnlich unmittelbar auf der Drusenwand ruhen, sind häufig unregelmäßig gebildet, indem sie meist zu konvergiren scheinen. An zweien seiner Krystalle maafs v. Kokscharow (Mat. V, S. 147) den Winkel, welchen MM' bilden, $= 12'$, an einem andern sogar $18\frac{1}{2}'$. Den Winkel $P:M$ fand er an fünf von seinen sechs Krystallen stumpf, schwankend zwischen $90^{\circ} 5'$ und $90^{\circ} 8\frac{1}{2}'$.

Die beiden einzigen Messungen, welche ich am Krystall 22 anstellen konnte, stimmen genau überein mit den entsprechenden des Krystalls 20. Beide nähern sich in der Prismenkante dem Adularwinkel. Die Abweichung des Prismenwinkels von dem gewöhnlichen Werthe beim Sanidin wurde an diesen Krystallen bereits vor fast 40 Jahren von G. Rose bemerkt (diese Ann. Bd. XV, S. 207 und Bd. XXVIII, S. 144). Derselbe neigte damals zu dem Glauben, daß der als eigene Gattung vom Adular zu trennende glasige Feldspath (Sanidin) durch die Beständigkeit des Winkels von $119^{\circ} 21'$ charakterisirt sey und liefs es dahin gestellt »ob unter dem glasigen Feldspath vom Vesuv auch Adular oder eine noch neue Species vorkomme, oder ob durch Verwechslung einige dem glasigen Feldspath ähnliche Krystalle von Adular unter meine gesammelten Krystalle gekommen wären«. Die beiden Krystalle sind aber in der That vesuvische Sanidine und beweisen nebst vielen andern die Variabilität des Prismenwinkels.

Krystall 23 ist ein von den Flächen z , P , x , o gebildetes Fragment. Die erstere liefert ein verwaschenes, die andere vollkommene Spiegelbilder.

Am Krystallfragment 24 ist die Kante $M: T$ ziemlich gut meßbar; aus ihrem Werthe leitet sich der Prismenwinkel $118^{\circ} 32'$ ab, welcher demnach noch schärfer ist als der gewöhnliche Adularwinkel. Die Störung, welche sich in dem gemessenen Werthe der Kante $T: T'$ verräth, wird vielleicht hervorgebracht durch ein längs jener Kante in paralleler Stellung angewachsenes Krystallstück.

Für den Krystall 25 bewahrheitet sich wieder die bereits erkannte Thatsache, daß die Kante $P: T$ wenig verändert ist, wenngleich die Kanten $P: x$, $x: T$ und $T: T'$ sehr von ihren Normalwerthen abweichen. Aus den Messungen $T: T'$ und $P: T$ folgt die Neigung von P zur Vertikalaxe $= 63^{\circ} 59\frac{1}{2}'$ (nur $1'$ vom Normalwinkel verschieden); aus den Messungen $T: T'$ und $x: T$ folgt $x: \text{Axe } c = 65^{\circ} 44'$ ($14'$ größer als der Normalwerth). Daraus folgt die Neigung $P: x = 129^{\circ} 43\frac{1}{2}'$, fast genau der Messung entsprechend.

Krystall 26; meßbar sind nur die Flächen P , x , M . Die Flächen M konvergiren über P und bilden mit einander $0^{\circ} 8'$. Auf der einen Seite bestimmte ich die Kante $P: x = 90^{\circ} 3'$, auf der andern $90^{\circ} 5'$.

Für Krystall 27 berechnet sich aus der Messung $M: z$ die Prismenkante $T: T' = 119^{\circ} 7\frac{1}{2}'$. Dieß Prisma selbst ist nicht vorhanden, da der Krystall hier verbrochen. Aus den Messungen für $M: z$ und $x: z$ folgt die Neigung von x zur Verticalaxe $= 65^{\circ} 20'$; nehmen wir dazu die Messung $P: x$, so folgt P zur Axe $64^{\circ} 24\frac{1}{2}'$.

Am Krystall 28 (begleitet von gelbem Granat und dunkelgrünem Augit) ist weder P noch x meßbar. Doch läßt sich die Neigung von y wie von x zur Vertikalaxe leicht berechnen. Aus den Messungen $T: T'$ und $y: T$ folgt die Neigung von y zur Axe $= 35^{\circ} 1'$; ferner aus $o: o'$ und $o: y$ resultirt unter Berücksichtigung, daß x die Kante $o: o'$ abstumpft, die Combinationskante $x: y = 149^{\circ} 58'$ und x zur Axe $65^{\circ} 3'$. Während wir bei Krystall 25 den Winkel $x: \text{Axe } c$ um $14'$ größer fanden als der Normalwerth, ist er hier um $23'$ kleiner, eine Bestätigung der Thatsache, daß x eine in ihrer Neigung höchst schwankende Fläche ist. In

dem Maafse wie x steiler zur Vertikalen sich senkt, ist es auch bei y der Fall, so dafs ihre Combinationskante nur einige Minuten vom Normalwerth abweicht. x und y bewahren also hier (trotz ihrer abnormen Lage) die Relation ihrer Axenschnitte. Es bedarf indess kaum der Bemerkung, dafs die einfache Relation 3:1 auch hier die Schiefwinkligkeit der Axen a und c erheischt. — Bei der anomalen Lage von x und y , so wie mit Rücksicht auf den Prismenwinkel dieses Krystalls (welcher um 16' weniger stumpf ist als der Laacher Normalwinkel) mufs es um so mehr überraschen, dafs die Kanten, welche o mit z , y , T , o' bildet, nur wenig oder gar nicht von den Normalwinkeln abweichen. Es scheint sich uns hier folgende Thatsache in Bezug auf die Dimensionen des Feldspathsystems zu enthüllen: es variiren in erheblichem Grade die relativen Längen der Axen a und b , desgleichen wechselt die Schiefwinkligkeit der Axen a und c ; eine gröfsere Constanz aber zeigen die relativen Längen von b und c . Der Krystall ist übrigens nicht vollkommen symmetrisch gebildet, indem $y:T$ und $y:T'$ um wenige Minuten differiren; auch ein Vergleich der Messungen $o:o'$ und $o:M$ bestätigt die Unsymmetrie des Krystalls.

Krystall 29 besitzt trefflich spiegelnde Flächen: TT' (der hinteren Seite) x , o' und M , M' . Aus den Messungen $T:T'$ und $T:x$ folgt die Neigung von x zur Axe $c = 65^\circ 25\frac{1}{2}'$, fast übereinstimmend mit dem Normalwerth. Dieser scheinbar vollkommen gebildete Krystall läfst bei genauer Durchmessung auffallende Störungen in seinem Bau erkennen. Der gemessene Werth für $T:T'$ würde die Gröfse der Kante $M:T = 120^\circ 21\frac{1}{2}'$ ergeben (gefunden $120^\circ 25'$), die Messung $o':x$ ergäbe Kante $M:o' = 116^\circ 42'$ (gefunden $116^\circ 47'$). Durch diese die Gröfse der möglichen Fehler an diesem Krystall weit übertreffenden Abweichungen wurde ich veranlafst die Lage der Flächen M genauer zu untersuchen, und fand, dafs M und x über o' einen stumpfen Winkel $90^\circ 6'$ bilden. Die homologe Kante $M':x$ wurde gemessen $90^\circ 10'$ und eine controlirende Messung $M:M'$ über $x = 0^\circ 16'$. Die beiden M sind demnach nicht pa-

rallel, sondern convergiren gegen das frei ausgebildete Ende des Krystalls. Wie über x so convergiren MM' auch über den Flächen TT' der allein ausgebildeten hintern Krystallseite. Doch nicht nur die Längsfläche hat eine schiefe Lage, auch x steht nicht vollkommen symmetrisch zu $T: T'$, es beträgt $x: T' = 111^\circ 5'$, $x: T = 111^\circ 2'$.

Krystall 30 zeigt aufser den genau meßbaren Flächen eine Abstumpfung einer Kante $o: M$, d. h. eine Fläche aus der Diagonalzone von x . Dieselbe ist schmal und etwas gerundet, läßt sich nur annähernd durch Flächenreflex messen; ihre Neigung zu $M = 157$ bis 158° . Es führt diese Messung angenähert zu der Formel für diese neue Fläche $\sigma = (a': \frac{1}{10}b: c)$. Aus der gemessenen Kante $o: x = 153^\circ 20'$, folgt für die Neigung einer Fläche mit dieser Formel zu $M = 158^\circ 17'$. Von ähnlicher Lage wie σ führt man beim Feldspath, das Flächenpaar $s = (a': \frac{1}{6}b: c)$ auf, dessen Neigung zu $M = 146^\circ 25\frac{1}{2}'$ betragen würde (nach Kupffer's Axenelementen $= 146^\circ 40'$; Des Cloizeaux). s , welches in den Lehrbüchern von Quenstedt, Miller, Des Cloizeaux etc. erscheint, ist wahrscheinlich niemals am Feldspath beobachtet worden. Die Autorität für dieses Flächenpaar ist Weifs, »Ueber neu beobachtete Krystallflächen im Feldspath«, Abh. d. Ak. d. Wiss. 1820, welcher sie (nebst einigen andern wahrscheinlich nie am Feldspath auftretenden Flächen) an Krystallen von Tunaberg beobachtete. Diese Krystalle gehören aber dem erst im Jahre 1824 (Gilbert's Ann. Bd. 13, S. 173 bis 208) von G. Rose erkannten und vom Feldspath getrennten Anorthit an, welcher letzterer bekanntlich weit flächenreicher ist als jener.

Krystall 31 ist der einzige unter den von mir gemessenen vesuvischen mit gut meßbarer Fläche n . Der Krystall zeigt keine bemerkbaren Störungen in der Symmetrie, indem $P: T$ genau gleich $P: T'$, $P: M$ genau rechtwinklig; auch M eine vollkommen gerade Abstumpfung der scharfen Prismenkante ist. Bei dieser regelmässigen Bildung ist die Messung $P: n$ oder $n: M$ von um so größerem Gewichte für die Theorie des Feldspathsystems. Wir begegnen also hier un-

gefähr demselben Winkel wie beim Laacher Sanidin 8. Von allen Kanten dieses Krystalls zeigen die größte Abweichung von den Normalwinkeln die vertikalen Prismen. Aus den Messungen $T : T'$ und $P : T$ berechnet sich die Neigung von P zur Vertikalaxe $= 63^\circ 58'$, d. h. nur um $\frac{1}{2}^\circ$ verschieden von dem für die Laacher Sanidine berechneten Winkel. Aus der Messung der Kante $P : n$ an diesem Krystall müssen wir schliessen, daß Zwillingsskrystalle parallel n ein Prisma $P \underline{P} M \underline{M}$ bilden, dessen gegenüberliegende Flächen einander nicht parallel gehen. Diefß bestätigt sich nun durch die Messungen an den sieben folgenden vesuvischen Zwillingsskrystallen; 32 bis 38. Zwillinge, wie diejenigen des Feldspaths parallel n , müssen als eine Anomalie im monoklinen System bezeichnet werden, da in diesem die regelmäßigen Verwachsungen geschehen parallel einer Fläche, welche normal zur Symmetrie-Ebene der Krystalle steht. Weiss betrachtete jene Zwillinge als eine Bestätigung seiner Ansicht »daß die geometrische Anlage zu den Verhältnissen eines viergliedrigen Systems im Feldspath wirklich streng vorhanden ist« Abb. d. Ak. d. Wiss. 1835. In Wahrheit aber liegt hier eine Abweichung vom Symmetriegesetz monokliner Krystalle vor, welche an das triklone System erinnert und sich anschließt an jenen andern Zug der Unsymmetrie, welcher in einer Spaltbarkeit der einen Prismenfläche bei einigen Feldspathvarietäten sich offenbart. Ein zweites Beispiel abnormer Zwillingbildung im monoklinen System wies Hessenberg am Sphen nach (Min. Notizen No. 8 S. 1 bis 10). Ein drittes Beispiel, vollkommen dem Feldspath verwandt, liefert der monokline künstliche Schwefel.

Das Zwillingssprisma $P \underline{P} M \underline{M}$, zu welchem sich, symmetrisch gestellt zu einer Fläche n , die beiden Individuen verbinden, hat demnach zwei rechtwinklige Kanten $P : M$ und $P : \underline{M}$, eine Kante von ungefähr $89\frac{1}{2}^\circ P : P$ und eine $= 90\frac{1}{2}^\circ M : \underline{M}$. Der Querschnitt jenes Prismas ist ein Deltoid, d. h. ein Trapezoid, welches durch eine seiner Diagonalen in zwei symmetrische Hälften getheilt wird. Das Zwillingss-

prisma besitzt natürlich zwei wesentlich verschiedene Enden, von denen man indess beim Sanidin vom Vesuv, wie bei den Zwillingen von Baveno und den gleichgebildeten von Elba und vielen andern Orten nur das eine erblickt, da sie mit dem andern stets aufgewachsen sind. Da trotz des ganz verschiedenartigen Vorkommens zu Baveno und am Vesuv die Krystalle sich gleich verhalten in Bezug auf das frei ausgebildete Ende, so muß dem wohl eine tiefere Ursache zu Grunde liegen. Die vesuvischen Zwillinge sind etwas verschiedenartig in ihrem Aussehen, welches durch die Figg. 12 bis 14 wiedergegeben wird. Bei 12 geht die Zwillingsebene genau durch die Kanten, bei 13 schneiden sich zwar $\underline{MM}$ in einer Kante, aber $\underline{PP}$ sind durch einen einspringenden Winkel getrennt; endlich bei 14 läuft die Gränze unsymmetrisch, es entsteht eine um so interessantere Verwachsung, da man hier die unter einem sehr stumpfen Winkel von ungefähr $179\frac{1}{2}^{\circ}$ zusammenstossenden Flächen $\underline{P}$ und $\underline{M}$ unmittelbar neben einander und wie alle andern Flächen dieser Krystalle in trefflichster Ausbildung sieht.

Die Krystalle 32 und 33 sind in Fig. 13 dargestellt. Die Messungen am Krystall 32 stimmen sehr nahe mit denjenigen der einfachen vesuvischen Krystalle überein. Kante $\underline{P:P}$ läßt die Abweichung vom rechten Winkel erkennen. Die Zwillingsebene $\underline{o:o}$ zeigt eine erhebliche Störung. Die über den Flächen $\underline{yy}$ sich schneidenden $\underline{o\dot{o}}$ bilden den Winkel $87^{\circ} 57'$. Am Krystall 33 nähert sich der Winkel $\underline{P:P}$, gemessen über der einspringenden Kante, mehr einem Rechten, als es die Lage der Zwillingsebene erwarten liefse. Krystall 34 ist naturgetreu wiedergegeben in Fig. 14. Ein besonderes Interesse erhält der Krystall dadurch, daß man die fast in ein Niveau fallenden Flächen $\underline{P}$ und $\underline{M}$ genau messen kann. Kante $\underline{P:M}$ ergab $90^{\circ} 0'$; $\underline{M:P} = 179^{\circ} 30'$ ausspringend. Wäre unser Krystall auf seiner hintern, in der Zeichnung abgewandten Seite ähnlich wie auf der vordern entwickelt, so müßten dort $\underline{PM}$ zu einer gleich stumpfen einspringenden Kante zusammentreffen. Die Gränze

geht indefs hier durch die Kante $\underline{MM}$. Auch bei dem ähnlich gestalteten Zwilling 35 sieht man nur die ausspringende, nicht die einspringende Kante $P: \underline{M}$.

Die Krystalle 36 und 37 (höchst zierliche, kaum 1^{mm} grosse Bildungen) sind in Fig. 12 dargestellt. Der in der nächstfolgenden Horizontalreihe der Tabelle in Klammern stehende Winkel gehört einem Zwillingbruchstücke ähnlicher Art an.

38 ist ein vesuvischer Sanidin nach dem sogenannten Calrsbader Gesetze (k) verwachsen. Es ist nur ein Krystallbruchstück, die Messung $P: \underline{P}$ geschah an Spaltungsflächen.

39 ist ein Sanidinzwilling aus verwittertem Trachytporphyr Peru's, höchst symmetrisch ausgebildet, wie Fig. 15 darstellt.¹⁾ Das Gesetz ist hier: Zwillingsebene P . Es bedarf nach Mittheilung obiger Messungen keines Beweises mehr, daß dies ein eigenthümliches Zwillingsgesetz ist, wie es auch von Miller und Des Cloizeaux aufgeführt wird; während es von Quenstedt irriger Weise unter die Verwachsung parallel n subsumirt wird. Wären Zwillinge nach Art des peruanischen Krystalls eine Modification des sog. Bavenöer Gesetzes (n), so würden die Flächen $\underline{M}$, $\underline{M}$, nicht in eine Ebene fallen können, sondern einerseits einen aus-, andererseits einen einspringenden Winkel von 179° bilden. Davon aber zeigt unser Krystall keine Spur; vielmehr fallen beide Längsflächen so vollkommen in ein Niveau, daß man die Gränze beider Individuen hier nicht wahrnehmen kann. Verwachsungen mit der Zwillingsebene P , welche sowohl ein- als auch aufgewachsen nicht ganz selten in porphyrischen und granitischen Gesteinen vorkommen (Elba, Auvergne, Thüringer Wald, Lienz in Tyrol, Frederiksvärn etc.) scheinen bisher beim Sanidin noch nicht beobachtet zu seyn; ebenso wenig der blaue Farbenschiller, welcher bei den peruanischen Krystallen²⁾ in der Richtung von y hervorleuchtet.

Wenn oben ausgesprochen wurde, es könnten Zwillinge

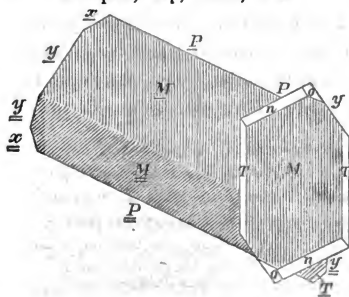
1) Die Kanten desselben konnten nur mit dem kleinen Goniometer gemessen werden.

2) Ueber die Fundstätte jener Saudine s. Meyen »Reise um die Erde« Bd. I, S. 459.

mit parallelen Flächen P nicht aus dem Bavenoër Gesetze (n) abgeleitet werden, so ist die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die Drillinge und Vierlinge, welche man bisher nach dem Bavenoër Gesetze gebildet glaubte, dieß nicht ausschließlich sind, vielmehr eine Combination der Gesetze P und n ; in der Weise, daß die gegenüberliegenden Individuen P gemeinsam haben, je zwei anliegende aber mit n verbunden sind. Gruppierungen von Feldspathkrystallen nach zwei Gesetzen kommen bekanntlich mehrfach vor. In unserem Drachenfelder Gestein kommen tafelförmige Zwillinge (k) so miteinander verwachsen vor, daß ein Individuum des einen Zwillings mit einem des andern Zwillings nach dem Bavenoër Gesetze verbunden ist (von Kayser beschrieben). Gleichgebildete Doppelzwillinge sah ich in der Berliner Sammlung von Ilmenau, von Warmbrunn, von Bottalak. Die so verbundenen Zwillingstafeln sind theils rechte, theils linke, ja es verwächst auch ein rechter mit einem linken Zwilling nach dem Bavenoër Gesetze.

Wie hier zwei Zwillinge sich verbinden, so finden sich auch Verwachsungen von einem Zwillinge parallel P mit einem tafelförmigen Einzelkrystall, welcher mit einem Individuum jenes Zwillings in Carlsbader Stellung (k) verwachsen ist (s. nebenstehende Figur einen in der Universitäts-

Feldspath, Cap, Fonza, Elba.



Sammlung zu Berlin befindlichen Krystall darstellend), Fichtelgebirge, Elba. ¹⁾

1) Auch Des Cloizeaux berichtet von ähnlichen Verwachsungen eines Zwillings (P) mit einem Einzelkrystall von Elba: *„j'ai observé des grou-*

Demnach erscheint es wohl möglich, daß in den sogenannten Drillings- und Vierlingskrystallen zwei verschiedene Gesetze der Verwachsung vereinigt sind.

Zwillinge parallel n sind (mit Ausnahme der oben erwähnten Doppelzwillinge) wohl noch nicht in eingewachsenen Krystallen beobachtet worden. Doch kommen auch solche vor. Fig. 16 stellt einen ringsum ausgebildeten, also eingewachsenen Feldspathkrystall aus der Sammlung des Hrn. Dr. Tamnau in Berlin dar. Die beiden Individuen sind hier verwachsen mit einer normal zur Zwillingsebene stehenden Fläche, doch ist die Gränze unregelmäßig springend, und in der Figur naturgetreu wiedergegeben.

Eine Vergleichung der wichtigsten Kantenwinkel der Sanidine von Laach einerseits, vom Vesuv andererseits führt zu folgenden Ergebnissen. $T : T'$ weniger stumpf am Vesuv, $P : x$ weniger stumpf bei Laach; $P : T$ unmerklich stumpfer bei Laach, desgleichen $o : x$, desgleichen $n : P$. Die Bedeutung dieser Verschiedenheiten wird dadurch erhöht, daß sie bei den Krystallen von Elba und den Adularen aus Tyrol in gleicher Richtung noch stärker hervortreten, so daß die vesuvischen Krystalle in Bezug auf ihre Axenelemente die Mitte einnehmen zwischen den Laacher einerseits und den Adularen wie den elbaischen Krystallen andererseits.

Bevor wir zum Studium der Winkel elbaischer Krystalle übergehen, mögen einige Worte über das Vorkommen derselben hier gestattet seyn. Die mächtige Granitkuppel des *M. Capanne* wird, vorzugsweise in ihrem östlichen Theile,

pements réguliers composés d'une macle de cette espèce et d'un cristal simple. Ces groupements sont formés par l'application d'une face k de la macle contre une face x du cristal simple; les faces P des individus composants sont exactement parallèles (Traité de Min). Dieser Angabe liegt indess offenbar ein Irrthum zu Grunde: denn bei einer Verwachsung der bezeichneten Art (welche nur als eine Zufälligkeit könnte angesehen werden) kann die Fläche P des Einzelkrystalls unmöglich parallel gehen mit $\underline{PP}$ des Zwillinga, vielmehr schneiden sie sich unter dem Winkel von $166^{\circ} 27'$ (unter Zugrundelegung der von Des Cloizeaux aufgenommenen Kupffer'schen Messungen S. 328, Atlas Fig. 148).

von zahlreichen meist süd-nördlich streichenden Gängen eines jüngeren turmalinführenden Granits durchsetzt. Diese sind die Fundstätten der berühmten Mineralien der Insel: *Feldspath*, Albit, Quarz, Lithionglimmer, *Beryll*, *Turmalin*, Zinnstein, Kastor, Pollux. Die Mächtigkeit der stets steil einfallenden Gänge schwankt zwischen 1 Zoll und 4 bis 6 Fufs. Grofse Ausbeute lieferte der Gang, welcher in einer Thalschlucht — genannt *Grotta Docci* — nördlich von *S. Piero* ansteht, streichen *h.* 2, fallen 55 gegen W.; 4 Fufs mächtig. Der Hauptgranit der Insel besteht aus weifsem Feldspath, gleichfarbigem Oligoklas, Quarz, dunkelbraunem Glimmer. Ein mir vorliegendes Gangstück, welches die ganze, in diesem Fall 6 Zoll starke Gangmächtigkeit entblöfst, läfst folgende, symmetrisch beiderseits geordnete Mineralgruppierung erkennen. An den Saalbändern, welche übrigens fest mit dem Nebengestein verwachsen sind, ist viel schwarzer Glimmer in kleinen hexagonalen oder unregelmäßigen Blättchen im Gemenge mit Quarz und weifsem Feldspath angehäuft. Weiter gegen das Innere des Gangs gestaltet sich der Glimmer zu schmalen, linearen Täfelchen, welche meist quer gegen die Ganggränze stehen. Diese glimmerreiche Gangzone nimmt auf beiden Seiten symmetrisch angeordnet eine Breite von etwa 3 Zoll ein. Es folgt jederseits eine etwa $\frac{3}{4}$ Zoll breite glimmerfreie Zone, mit Schriftgranit erfüllt: der Feldspath schneeweifs in zollgrofsen Spaltungsstücken, der Quarz in den charakteristischen röhrenförmigen Gestalten. Den innern 1 bis 2 Zoll mächtigen Gangraum erfüllen ganz oder theilweise: Krystalle von Feldspath, zuweilen mit Albit bedeckt, Quarz, Turmalin, Lithionglimmer. — Während diefs Gangstück an seinen Gränzen eine Häufung von schwarzem Glimmer zeigt, tritt bei andern Gängen als vorzugsweise charakteristisch auch an den Saalbändern schwarzer Turmalin auf, während im hohlen innern Gangraum neben der schwarzen, die schönfarbigen Abänderungen mit dem lithionreichen Glimmer ihre Stelle haben.

Die weisse Farbe des elbaischen Feldspaths ist unzweifelhaft eine Folge beginnender Verwitterung. Als grofse

Seltenheit kommen nämlich die Krystalle auch durchsichtig, fast farblos vor. Mehrere solche Krystalle sah ich in der an elbaischen Vorkommnissen unvergleichlich reichen Sammlung des Hrn. Raf. Foresi zu *Porto Ferrajo*. In Bezug auf den Leucit bezweifelt es wohl Niemand, daß die so häufig an ihm erscheinende weißse Farbe nur eine Folge beginnender Zersetzung sey und die Krystalle ursprünglich alle durchsichtig gewesen. Gerade so verhält es sich indess auch mit dem Feldspath. Häufig sieht man bei den elbaischen Krystallen einen silberglänzenden Farbenschiller, welcher vorzugsweise längs der (bekanntlich sehr häufig abgestumpften) stumpfen Prismenkante, sowie auch längs der Kante $T:x$ oder $T:o$ hervortritt. Dieser Schiller, welcher in einer zwischen den Flächen y und k liegenden Richtung, also wahrscheinlich wie von Reusch für den Adular nachgewiesen in δ erscheint, hängt bei den elbaischen Krystallen mit einer beginnenden Verwitterung zusammen, wobei eine Menge der feinsten Risse und Sprünge in der angedeuteten Richtung entsteht. Unter den in den Gängen von *S. Piero* aufgewachsenen Krystallen finden sich, außer Einzelindividuen, die drei Zwillingungsverwachsungen: parallel k , n und P . Ein wenige Zoll großes Handstück der Krantz'schen Sammlung zeigt neben einander in trefflichster Ausbildung jene dreierlei Zwillinge nebst einfachen Krystallen. Ein besonderes Interesse verdienen die Zwillinge parallel k , da sie vorne P und hinten x besitzen, wodurch es bei der nicht selten spiegelnden Beschaffenheit der Flächen möglich ist, sich davon zu überzeugen, daß jene Flächen nicht in ein Niveau fallen. Diese Zwillinge sind zwar mehrfach als Beweise angeführt worden, daß P und x wenigstens in diesem Falle gleiche Neigung zur Vertikalaxe besäßen. Ich habe sehr viele solcher Krystalle geprüft und, wenn überhaupt P und x spiegelnd waren, stets für P eine steiler zur Axe geneigte Lage konstatiren können, als für x . Sind die Flächen matt, so kann allerdings der Schein entstehen, daß sie in ein Niveau fallen; besonders für denjenigen, der feinere Unterschiede in der Neigung der Krystallflächen nicht un-

tersucht hat. Bei der schwankenden Lage der Flächen und namentlich von x kann indeß die Differenz von P und x auf weniger als 1° herabgehen. Die Tabelle weist Messungen an 8 einfachen und 2 Zwillings-Krystallen von Elba auf. Auch hier wiederholt sich das Schwanken der Winkel besonders in Bezug auf die Kanten $P : x$ und $T : T'$. Es leuchtet indeß trotz der Schwankungen ein, daß das vertikale Prisma $T : T'$ beim Feldspath von Elba weniger stumpf, die Kante $P : x$ stumpfer ist, als bei den Sanidinen.

Ziemlich häufig besitzen die Krystalle von Elba eine Abstumpfung der Kante $x : y$, welche einer noch unbestimmten Flächen angehört; dieselbe ist zwar glänzend, aber gerundet, deshalb ihre Neigung nicht genau meßbar. Ueber diese Fläche s. d. Ann. Bd. 113, S. 429. Aufser den milchweißen Krystallen auf den Gängen von *S. Piero* (auf welche sich die Messungen beziehen) finden sich in allen Sammlungen die ausgezeichneten im Granitporphyr des mittleren Inseltheils am Golf von Fonza eingewachsenen Krystalle. Das eigenthümlich zerfressene Ansehen der betreffenden Stücke mit hervorragenden Krystallen wird durch die Brandung des Meers bedingt. Weniger bekannt als diese beiden Vorkommnisse ist das Auftreten des Adulars mit Eisenglanz zu *Rio Marina*.

Eine Vergleichung der in der Tabelle aufgeführten Messungen bestätigt auch für den elbaischen Feldspath das Schwanken der Prismenkante. Der mittlere Werth derselben ist zwar um $20'$ weniger stumpf, als der betreffende Werth für den vesuvischen Sanidin; doch besitzt der Krystall 46 eine stumpfere Kante als letzterer. Der gleichfalls sehr veränderliche Werth der Kante $P : x$ wird bedingt durch die wechselnde Lage von x , während P eine weit geringere Unregelmäßigkeit erkennen läßt.

Krystall 49 ist ein etwa 1 Linie großer Zwilling (k), verwachsen mit der rechten Fläche M , also ein linker Zwilling. In der Zone des vertikalen Prismas ist dieser Krystall sehr gestört. Der in der Tabelle angegebene Winkel $118^\circ 53'$ entspricht nur der einen Kante, die andere mißt $119^\circ 3'$.

An diesem Zwillingsprisma $\overline{TTT'T'}$ bilden die Flächen $\overline{M}$ und $\overline{M}$ schiefe Abstumpfungen der Kanten, indem die beiden an der Ecke $\overline{MPT'}$ und $\overline{MPT'}$ liegenden Combinationskanten $= 120^\circ 32\frac{1}{2}'$, die beiden anderen der Ecke $\overline{MxT}$ und $\overline{MxT}$ anliegenden Kanten $= 120^\circ 27'$. Auch die schiefen Endflächen lassen Störungen in ihrer Lage erkennen, welche indeß die Verschiedenheit der Neigungen von P und x zur Vertikalaxe nicht verhüllen können. Auf das Bestimmteste kann man erkennen, daß die Flächen P und x , sowie $\overline{P}$ und x nicht in dasselbe Niveau fallen. Der Winkel, welchen sie bilden, ist einerseits $10'$ stumpfer, andererseits $3'$ schärfer als der berechnete Werth.

Krystall 50 ist ein ähnlich gebildeter Zwillings, wie der vorige. Die Flächen $\overline{xx}$ sind hier nicht meßbar, da in Folge beginnender Zersetzung, welche sich zuerst auf den Flächen $\overline{M}$ und x bemerkbar macht, auf $\overline{M}$ vertikale, auf x horizontale Furchen erscheinen. Da an dem einen Zwillingsindividuum o meßbar auftritt, so läßt sich für das matte x desselben Individuums, welches unmittelbar neben $\overline{P}$ des andern erscheint, die Neigung berechnen. Es ergibt sich demnach, daß wenn x meßbar wäre, die Neigung $P:x$ gefunden werden würde $= 178^\circ 13'$, ein Werth, welcher dem berechneten $- 178^\circ 11'$ — sehr nahe kommt.

Den Schlufs der Tabelle bilden Messungen an Adularen aus Pfitsch in Tyrol (51—54) und aus *Val Piora Kanton Tessin* (55).

Am Krystall 51 ist P nicht gleich geneigt gegen T und T' , jene Kante beträgt $112^\circ 17'$, letztere $112^\circ 7'$. Der Krystall 52 läßt eine sehr bedeutende Unregelmäßigkeit in den Kanten des vertikalen Prismas erkennen. Während nämlich die eine Kante $= 118^\circ 42'$ (am wenigsten stumpf unter allen gemessenen Feldspathen), mißt die andere $119^\circ 31'$ und hat demnach den Werth des Laacher Sanidins. Krystall 53 ist frei von solchen Störungen; die vordere und hintere Prismenkante sind identisch, desgleichen sind P , x und q vollkommen symmetrisch auf das vertikale Prisma aufgesetzt.

Wenngleich die Fläche n beim Adular wohl vorkommt, habe ich doch nie Gelegenheit gefunden, dieselbe direct zu messen. Wie schon oben bemerkt, ergeben die Axenelemente Kupffer's und diejenigen v. Kokscharow's für die Kante $P:n$ die übereinstimmenden Werthe $135^{\circ} 3' 27''$ und $135^{\circ} 3' 39''$. n nähert sich demnach beim Adular einer geraden Abstumpfung der Kante $P:M$ weit mehr als bei den übrigen Feldspathvarietäten und in Folge dessen ist die Abweichung des Zwillingsprismas $\underline{PPMM}$ von einer rektangulären Form weit geringer und schwieriger zu konstatiren. Mehrere ($\frac{1}{2}$ bis 1 Zoll große) Adularzwillinge vom *St. Gotthard*, scheinbar gut gebildet, waren dennoch einer genauen Messung wegen der Ausdehnung der Flächen $\underline{PP}$ nicht fähig. Endlich aber gelang es, an einem nur 1 Linie großen Adular-Zwilling aus der *Val Piora* am *Lukmanier* (vorkommend mit Eisenglanz und Bergkrystall) die Kante $P:\underline{P}$ genau zu messen $= 89^{\circ} 38'$. Demnach ist man wohl zu der Annahme berechtigt, daß auch beim Adular das schiefe Prisma nn' nicht rechtwinklig ist, und daß die Fläche n , abstumpfend die Kante $P:M$ keine Ausnahme von dem krystallographischen Grundsätze bildet, dem zufolge eine unsymmetrische Kante stets schief abgestumpft wird.

Wenn sich also an eines der beiden mit n verbundenen Zwillingsindividuen ein drittes nach demselben Gesetze anschließt, so können $\underline{PP}$ nicht parallel gehen und $\underline{MM}$ nicht in dieselbe Ebene fallen. Findet dieß nichtsdestoweniger statt, so sind die beiden gegenüber liegenden Individuen nach dem Gesetze Zwillingsebene P verbunden und der mittlere Krystall ist an einen der beiden andern nach n gewachsen; die Gruppe ist eine Combination zweier Zwillingsgesetze, nicht eine Wiederholung Eines Gesetzes, wie bereits oben angedeutet.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

VII. *Ueber eine veränderte Construction der Elektrisirmaschine; von August Kundt.*

Seitdem durch die Influenzmaschinen der Hrn. Holtz und Töpler so mächtige Quellen für die Erzeugung von statischer Elektricität gewonnen sind, kann es ein unnützes Bemühen erscheinen, zu den Reibungselektrisirmaschinen zurückzugehen und Aenderungen an denselben anzubringen, wenn dadurch nicht wirklich gröfsere Effecte als sie die Influenzmaschinen liefern, sey es an Spannung oder Menge der Elektricität, erzielt werden können. Wenngleich diefs Ziel bei der Maschine, die im Folgenden in ihrer einfachsten Form beschrieben ist, bisher nicht völlig, sondern nur genähert erreicht ist, so scheint dieselbe doch einer Mittheilung werth, da einerseits die Construction der Maschine eine sehr einfache, andererseits es nicht unwahrscheinlich ist, dafs dieselbe bei weiterer Vervollkommnung an Spannungseffecten den Holtz'schen Maschinen wenigstens gleich kommen wird, und endlich dieselbe in theoretischer Beziehung einiges Interesse bieten kann.

Die Veranlassung zur Construction der Maschine wurde dem Verfasser durch das Studium der Abhandlungen des Hrn. Holtz gegeben, und die neue Construction ist daher im Wesentlichen auch nur eine Benutzung der Methoden für die Reibungselektrisirmaschine, die Hr. Holtz bei seinen Maschinen angewandt hat. Die Reibungsmaschine ist dadurch gleichzeitig eine Influenzmaschine einfachster Construction geworden.

Der Elektrophor oder allgemeiner die Influenz enthält, wie öfter ausgesprochen, ein sehr rationelles Princip der Elektricitätserregung. Sieht man indessen ab von der gröfsen mechanischen Arbeit, die bei der Erzeugung der Elektricität durch continuirliche Reibung nöthig ist, so ist es eigentlich nur Sache der Construction, die durch Reibung erzeugten Elektricitäten so günstig als möglich, d. h. wenig-

stens so vortheilhaft als in den Influenzmaschinen zu benutzen.

Eine möglichst günstige Verwerthung ist nun in unseren Reibungsmaschinen durchaus nicht erreicht. Die eine Elektrizität geht gewissermaassen nutzlos an den Erdboden verloren; ferner wird der unvermeidliche Nachtheil, daß positive Elektrizität von der Scheibe auf das Kissen geht, gewöhnlich noch dadurch vermehrt, daß die Scheibe an derselben Stelle auf beiden Seiten gerieben wird. Die Abstossung der positiven Elektrizitäten der beiden Seiten gegen einander muß ein Ueberströmen auf die Kissen merklich begünstigen. Endlich tritt noch ein eigenthümlicher Umstand hinzu, der die Leistungsfähigkeit einer Reibungsmaschine wesentlich beeinträchtigen muß. Hr. Holtz hat darauf aufmerksam gemacht, daß durch einen Spitzenkamm, der über eine elektrisirte isolirende Fläche geführt wird, diese Fläche nicht nur entladen, sondern sogar bedeutend umgeladen werden kann ¹⁾. Eine solche Umladung tritt nun auch ein, wenn die Scheibe der Reibungsmaschine an den Einsaugern vorbeigeht ²⁾. Die Scheibe kommt in Folge dessen nicht unelektrisch, sondern negativ zu den Kissen zurück. Die dort durch Reibung neu erzeugte positive Elektrizität wird also zunächst die vorhandene negative zu neutralisiren haben. Je größer die Dichte der Elektrizität auf der Scheibe ist, je besser dieselbe von den Einsaugern aufgenommen wird, um so bedeutender wird jene Umladung, und die Maschine schafft sich daher selbst, je günstiger im Uebrigen die Bedingungen für die Elektrizitätserzeugung sind, eine um so bedeutendere Gegenwirkung. Auf das Vorhandenseyn einer solchen Gegenwirkung könnte man übrigens schon daraus schliessen, daß bei den Reibungsmaschinen die Quantität der erzeugten Elektrizität der angewandten Arbeit durchaus nicht proportional ist, wenn die Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe vergrößert wird.

Besonders um zu erkennen, ob die erwähnte Umladung

1) Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 128.

2) a. a. O. S. 130.

der Scheibe eine der wesentlichen Ursachen sey, weshalb die gewöhnliche Reibungsmaschine eine so geringe Quantität Elektricität liefert, und wie dieser Umstand zu beseitigen, unternahm der Verfasser mannigfache Aenderungen an der Reibungsmaschine, die zu dem Zwecke geeignet schienen. Es sollen hier nicht die Gesichtspunkte, die dabei leitend waren, auseinandergesetzt werden, noch die Beobachtungen, die dabei gemacht wurden. Durch dieselben wurde der Verfasser auf die folgende Construction einer Elektrisirmaschine geführt.

Eine Glasscheibe, die mit ziemlicher Geschwindigkeit rotiren kann, wird auf der einen Seite durch ein Kissen mit Amalgam gerieben. Der nicht geriebenen Seite der Scheibe gegenüber sind zwei einsaugende Spitzenkämme angebracht, und zwar steht der eine dem Reibzeug gegenüber, der andere ist 180° davon entfernt. Diese zwei Spitzenkämme sind wie bei den Maschinen von Holtz mit zwei verschiebbaren Conductoren versehen. Das Reibzeug ist an einer isolirenden Glasstange angebracht. An dem Kissen ist ein Flügel von Seidenzeug befestigt, wie an den gewöhnlichen Reibungsmaschinen, der hier indess nicht ganz einen Quadranten der Scheibe deckt. Die Axe der Scheibe, ebenso die beiden Ständer für die Einsauger sind der bessern Isolation halber nicht aus Kammmasse, sondern aus Glas. Ein Schnurlauf bewirkt, wie bei den Holtz'schen Maschinen, eine möglichst schnelle Rotation. Die Maschine ist in Fig. 1 Taf. VI gezeichnet.

Sobald man nun beginnt die Scheibe zu drehen, bildet sich zwischen den beiden Conductoren ein continuirlicher Funkenstrom von 1 bis 2 Zoll; schaltet man eine Flasche ein, am Besten eine Doppelflasche, wie sie Hr. Poggendorff angegeben ¹⁾ und wie sie gewöhnlich für die Holtz'schen Maschinen benutzt wird, so erhält man sehr kräftige, mehrere Zoll lange Funken. Die Wirksamkeit der Maschine ist, wenn sie auch manche complicirte Eigenthümlichkeiten zeigt, unschwer einzusehen.

1) Monatsberichte der Berl. Akad. 1865. 18 Febr.

Sobald die Rotation der Scheibe beginnt, wird durch die Reibung an dem Amalgam die geriebene Seite — wir wollen sie die hintere nennen — positiv. Ist der geriebene Sector um 180° gedreht, so wird aus dem Einsauger der hier der vorderen Seite der Scheibe gegenübersteht negative Elektrizität auf die vordere Seite ausströmen, die sich mit der positiven der hinteren bindet, und zwar wird mehr negative Elektrizität ausströmen als zur Bindung nöthig ist, da das Ausströmen aus Spitzen geschieht. Der mit dem Einsauger verbundene Conductor wird also positiv, der vorbeigegangene Sector der Scheibe ist hinten positiv, vorne negativ, mit einem Ueberschuß von $-E$. Kommt der betrachtete Sector der Scheibe nun zu dem Reibzeug und zu dem ihm gegenüberstehenden Einsauger zurück, so geht zunächst der Ueberschuß von $-E$ in den Einsauger. Sodann beginnt aber das eigentliche Spiel der Maschine. Da das Kissen isolirt ist, so wird die $-E$, die durch Reibung erzeugt wird, sich auf demselben in möglichst großer Dichte ansammeln. Das Kissen wird dadurch direkt ziemlich intensiv influenzirend auf die ihm gegenüberstehenden Spitzen wirken. Es strömt aus diesen Spitzen also $+E$ auf die vordere Seite der Scheibe, so daß, wenn die Scheibe das Kissen verläßt, dieselbe auf beiden Seiten positiv ist. Von dieser $+E$ geht die auf der vorderen Seite der Scheibe befindliche direkt in den entfernten Einsauger, wenn sie an denselben kommt, die $+E$ der hintern Seite wirkt, wie schon angegeben, influenzirend.

Während der Drehung ist also die Scheibe constant auf der obern Hälfte (die Scheibe im Sinne des Urzeigers rotirend und das Reibzeug links auf der hintern Fläche, cf. Figur) positiv, auf der untern Hälfte hinten positiv, vorne negativ, mit einem Ueberschuß negativer Elektrizität.

Die $+E$ der beiden Seiten der obern Hälfte kann leicht nachgewiesen werden, die Untersuchung der untern Hälfte der Scheibe ist oft schwierig.

Der Verfasser glaubte anfangs die Maschine verbessern zu können, wenn dem alleinstehenden Einsauger gegenüber

eine Papier- oder Metallfläche isolirt aufgestellt würde, auf der sich die $+E$ der hintern Fläche der Scheibe ansammeln könne, und die dann stärker influenzirend wirken sollte. Die hintere Seite der Scheibe ist indess in jedem Punkt bereits nach einigen Umdrehungen bis zum Maximum geladen, so daß sie einen Leiter oder Halbleiter von kleiner einfacher Form nicht dichter laden kann.

Der Umstand, daß auch die geriebene Seite der Scheibe constant bis zum Maximum geladen ist, könnte anscheinend eine Schwierigkeit für die gegebene Erklärung der Maschine bieten. Denn da die hintere Seite von ihrer Ladung Nichts abgibt, so könnte man meinen, müßten an der Stelle, wo Reibzeug und Scheibe sich berühren, beide auf den Einsauger influenzirend wirken und zwar gleich stark aber mit umgekehrtem Zeichen. Indess influenzirt in Wirklichkeit nur das Kissen, da nur seine Electricität frei ist, indem die $+E$ der hinteren Seite der Scheibe durch die $-E$ auf der vorderen gebunden ist. Man kann den Vorgang auch folgender Maassen auffassen: Auf der untern Hälfte der Scheibe ist auf einem Sector hinten $+E$, vorne $-E$, die sich binden. Kommt der betrachtete Sector an das Kissen, so bindet die $-E$ des Kissens die $+E$ der Scheibe und die freigewordene $-E$ der Scheibe geht in den Einsauger.

Aus dem bisher Gesagten ergibt sich, daß die Maschine die positive Electricität in bedeutendem Ueberschuß über die negative liefern muß, da dem negativen Conductor nur Electricität von einer Seite der Scheibe zugeführt wird, dem positiven dagegen von beiden.

Denkt man sich den ganzen Theil der Electricität der durch Reibung auf dem Glase entsteht fort, so daß nur die Influenz des negativen Kissens übrig bleibe, so ist die Maschine in ihrem Princip dieselbe, die Hr. Holtz in diesen Ann. Bd. CXXX Taf. IV Fig. 4 gegeben hat, nur daß jene Maschine für sich keine electromotorische Kraft hat und von einer andern gespeist werden muß. Eine solche Influenzmaschine einfachster Construction, selbst ohne feste

Scheibe, kann man für eine Zeit lang schon dadurch wirksam erhalten, daß man ein Stück geriebenes Kautschouk als Electricitätsquelle benutzt, ein Versuch den Hr. Holtz beiläufig in einer Abhandlung erwähnt¹⁾, und der den Influenzmaschinen der Hrn. Bertsch und Piche zu Grunde liegt²⁾.

In der im Vorstehenden beschriebenen Maschine ist aber durch die constante Reibung nicht nur eine constante Wirksamkeit der Maschine erreicht; es muß auch, wie mir scheint, bei geeigneter Construction die Leistung der Maschine eine größere werden. Endlich ist der Gang der Electricitäten in unserer Maschine ein wesentlich anderer.

Ueber die zweckmäßigste Construction und Leistung der Maschine können zur Zeit nur allgemeine Angaben gemacht werden. Zunächst ist klar, daß die Wirksamkeit, abgesehen von dem Isolationsvermögen der Scheibe, hauptsächlich davon abhängt, daß die hintere Seite der Scheibe durch Reibung recht stark positiv werde, und das Kissen möglichst dichte negative Electricität ansammele.

Das Reibzeug muß daher gut im Stande seyn, und der Flügel von Seidenzeug recht gut an die Scheibe anliegen.

1) Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 130.

2) Ueber die Maschine des Hrn. Bertsch ist, wie ich erst in den letzten Tagen gefunden, in *«Les Mondes»* von Moigno (Bd. XII, S. 480; 539; 662. Bd. XV, S. 372; 659. Auch *C. R.* 1866 Bd. 63, S. 771; 881; 910; 993), eine Reihe Mittheilungen gemacht. Die Maschine besteht aus einer Glasscheibe, zwei Einsaugern und einer geriebenen Kautschoukplatte, die dem einen Einsauger gegenüber angebracht ist. — In der Construction unterscheidet sich unsere Maschine von jener also nur dadurch, daß an die Stelle der geriebenen influenzirenden Kautschoukplatte ein constant reibendes Kissen getreten ist.

Ich mache mit dieser Verschiedenheit der Construction, wie überhaupt mit der hier beschriebenen Maschine keinen Anspruch auf irgend Originalität, denn bei derselben sind mit Hinzunahme der Reibung nur die Principien angewandt, die Hr. Holtz bei seinen Maschinen so elegant benutzt hat; glaubte aber doch eine etwas ausführlichere Beschreibung derselben nicht unterdrücken zu müssen, da abgesehen von ihrer constanten Leistungsfähigkeit, unsere Maschine manche Eigenthümlichkeiten zeigt, und überhaupt, wie mir scheint, alles mit den Holtz'schen Maschinen Zusammenhängende nicht allseitig genug studirt werden kann,

Dieser Flügel, der freilich nicht so sehr groß zu seyn braucht, ist unbedingt nöthig um die positive Electricität zunächst hinter dem negativen Einsauger zu binden, da sonst die $+E$ direkt wieder in diesen Einsauger zurückströmt.

Das Kissen ist durch eine einfache Feder, die an einer Glassäule befestigt ist, sanft gegen die Scheibe gedrückt. Der Druck des Kissens kann auf einfache Weise etwas regulirt werden; dasselbe muß nur so wenig gegen die Scheibe drücken, daß wenn letztere recht schnell rotirt und die Kurbel, mit der man dreht, losgelassen wird, dieselbe wenigstens noch einige Umläufe macht.

Von Glasscheiben sind bisher zwei benutzt von 20 Zoll im Durchmesser, eine ungefirniste oder auf einer Seite gefirniste und eine beiderseits mit Schellack überzogene. Wenn dieselben rein gehalten werden, geben sie ziemlich dieselbe Wirkung. Am Besten ist es, die geriebene Seite der Scheibe ungefirnist zu lassen, die vordere mit Schellackfirnis zu überziehen.

Der Verfasser glaubt noch nicht das Maximum der Leistungsfähigkeit der Maschine erreicht zu haben; dieselbe gab indeß bisher schon, wie erwähnt, einen continuirlichen Funkenstrom von 1 bis $1\frac{1}{2}$ Zoll, Büschel von über 2 Zoll und mit einer Doppelflasche Funken von $5\frac{1}{2}$ Paris. Zoll.

Bei Vermeidung mancher Uebelstände wird die Schlagweite voraussichtlich noch merklich steigen.

Der Funkenstrom ohne Flasche ist ein dicker rother Faden, der am negativen Pol sehr schön einen scharf begrenzten dunklen Raum zeigt und sogar seltsamer Weise bei etwas größerer Entfernung der Electroden Andeutung von Schichtung erkennen läßt.

Für Erzielung langer Funken ist besonders eine gute Isolation nöthig. Diese Isolation wird von Kammmasse nicht mehr geleistet, und es müssen daher die Axe und Träger der Conductoren aus Glas gemacht werden. Es wurde anfangs einfach das Gestell einer Holtz'schen Maschine benutzt, die ruhende Glasscheibe war entfernt und seitlich ein Reibzeug passend angebracht. Die Maschine wirkte

anfangs sehr gut, nach einigen Wochen hatte sie fast alle Wirkung verloren. Es wurden nur mit Mühe kleine Fünkchen erhalten; dafür konnte aber eine größere Flasche schnell an irgend einer Stelle der Kammassbestücken, selbst in der Nähe des Schnurlaufes, beträchtlich geladen werden. Da die Maschine die positive Electricität im Ueberschufs liefert, so war die Ladung der Flasche natürlich positiv. Der Umstand, daß die positive Electricität von der Maschine in Ueberschufs geliefert wird, bedingt noch eine Eigenthümlichkeit, die für die Erzeugung langer Funken von störendem Einfluß ist. Es bedeckt sich nämlich die positive Conductorkugel leicht mit starkem Glimmlicht, welches das Zustandekommen eines längeren Funkens hindert. Nähert man indeß dann dem negativen Conductor einen abgeleiteten Körper, z. B. den Knöchel des Fingers, so wird durch veränderte Influenz die Glimmentladung des positiven Conductors plötzlich modificirt, und der Funke springt sofort über. Ich habe bisher keine andere einfache Methode finden können, diesen störenden Einfluß des Ueberschusses der positiven Electricität für die Funkenbildung zu vermeiden, als eben eine momentane Ableitung durch die Hand. Eine continuirliche Ableitung des negativen Poles bringt den Uebelstand mit, daß dadurch die electriche Differenz der beiden Conductorenkugeln, die ja die Schlagweite bedingt, sinkt. Um längere Funken zu erhalten ($4-5\frac{1}{2}$ Paris. Zoll) muß man daher, nachdem man einen Augenblick gedreht hat, den negativen Conductor ableitend berühren. Man kann auf diese Weise ganz regelmäsig Funken nach Funken von über $4\frac{1}{2}$ Zoll Länge erhalten, die in weniger als eine Secunde auf einander folgen.

Für die Funkenlänge ist ferner die Gröfse der Conductorkugeln von wesentlichem Einfluß. Ich habe die beste Wirkung erhalten, wenn die negative Kugel im Durchmesser 52^{mm} hatte (oder statt dessen eine Platte von demselben Durchmesser) und die positive etwa 20^{mm}.

Bekanntlich verliert die gewöhnliche Holtz'sche Maschine ihre Ladung, wenn dieselbe nur mit zwei Einsaugern

versehen ist, sobald man die Conductoren zu weit von einander entfernt. Bei unserer Maschine können freilich die beiden Conductoren ihre Ladung nie ganz verlieren, indess wird, sobald kein Funkenstrom mehr zwischen den Conductoren vorhanden ist, die Bindung der Electricität durch das Kissen und die hintere Scheibenseite nicht mehr stattfinden können, so daß wenn keine Funken mehr übergehen, die Wirksamkeit der Maschine, d. h. die Spannung an jedem Pol, erheblich sinkt. — Man kann diesen Umstand auf dieselbe Weise beseitigen, wie Hr. Holtz ihn beseitigt hat, nämlich durch Anbringung eines Hülfeinsaugers. In Fig. 2 Taf. VI ist die betreffende Anordnung gezeichnet. Der Hülfeinsauger ist mit dem negativen Conductor zu verbinden; derselbe ist so angebracht, daß die Scheibe bei der Rotation erst ihn, dann den negativen Einsauger passiert.

Die Art wie der Hülfeinsauger wirkt, braucht hier nicht auseinandergesetzt zu werden, da Hr. Holtz diesen Gegenstand zu öfteren Malen besprochen hat. — Zu bemerken ist nur, daß mit dem positiven Conductor ein Hülfeinsauger bei unserer Maschine nicht verbunden werden kann. Die Electricitäten sind auf der obern Hälfte der Scheibe frei, der Hülfeinsauger würde daher einfach an Stelle des Haupteinsaugers treten, und dieser letztere dann nur eine für die Leistung der Maschine schädliche Wirkung üben können.

Mit einem Hülfeinsauger, der mit dem negativen Conductor verbunden ist, wirkt die Maschine am zuverlässigsten, doch ist es auch dann noch nöthig, für längere Funken den negativen Conductor momentan abzuleiten.

Wenn irgend für gute Isolation aller Theile gesorgt ist, so dürfte die Maschine an Spannungseffecten den besten Holtz'schen kaum etwas nachgeben, an Quantität der Electricität liefert sie in ihrer bisherigen Form freilich weniger als die des Hr. Holtz. Indessen ist zu bedenken, daß die Quantität wesentlich steigen wird, wenn statt eines Kissens, deren zwei um 180° von einander entfernt, angebracht sind. Die Maschine wird dadurch sehr wenig complicirter.

Ich lasse verschiedene Modificationen der Maschine zunächst construiren, und werde seiner Zeit über die Leistungen derselben berichten.

Einen Vorzug möchte ich indess erwähnen, den, so weit meine Erfahrungen bisher gehen, die beschriebene Construction vor denen des Hrn. Holtz hat. Die Maschine ist anscheinend *viel weniger* empfindlich gegen äussere Einflüsse, Feuchtigkeit u. dergl. Dieselbe verhält sich in dieser Beziehung mehr der gewöhnlichen Reibungsmaschine ähnlich.

Ebenso wie diese wohl nach den Umständen verschieden gut wirkt, aber bei einiger Vorsicht immer genügende Electricität liefert, hat der Verfasser bei seiner Construction selbst unter ungünstigen Umständen, wenn auch nicht die volle, doch eine einiger Maassen genügende Wirkung erhalten. Es ist das ein Umstand, der für die Benutzung der Maschine in Vorlesungen von Wichtigkeit ist.

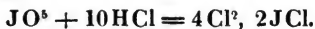
Schliesslich ist noch zu bemerken, dass, wenn das Reibzeug abgeleitet wird, die Wirksamkeit der Maschine beträchtlich sinkt; wird der negative Conductor abgeleitet, so nimmt ebenfalls die Wirkung ab, noch grösser ist die Abnahme, wenn der positive Conductor abgeleitet ist. Es erklären sich diese Erscheinungen ohne Schwierigkeit aus dem, was oben über das Princip, nach dem die Maschine wirkt, gesagt ist.

Zürich, October 1868.

VIII. *Ueber die volumetrische Jodbestimmung der Jodsäure und Ueberjodsäure und ihrer Salze; von C. Rammelsberg.*

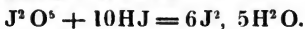
Bunsen hat seine schöne volumetrische Methode auch auf die Jodsäure ausgedehnt, jedoch nur in der Art, dass er ein jodsaures Salz mit Chlorwasserstoffsäure kochte, und das freiwerdende Chlor durch sein Aeq. Jod bestimmte. Er fand,

dafs für 1 At. Jod 4 At. Chlor frei werden, so dafs $\frac{1}{4}$ des gefundenen Jods für die Jodsäure oder ihre Salze in Rechnung kommt.



Da die Oxydsäuren des Jods sich mit Jodwasserstoff gegenseitig zersetzen, so ist es weit bequemer, Jodkalium und verdünnte Schwefelsäure hinzuzufügen und das freie Jod volumetrisch zu bestimmen. H. Rose hat diesen Weg schon angedeutet ¹⁾ und ich habe mich seiner in vielen Fällen bedient, wo es sich um die Jodbestimmung der Ueberjodsäure und der überjodsauren Salze handelte. Im Nachfolgenden theile ich einige Versuche zur Prüfung der Methode an Jodsäure und jodsauren Salzen mit, und bemerke, dafs sich die Anwendung von unterschwefligsaurem Natron statt der von Bunsen gewählten schwefligen Säure vollkommen bewährt hat.

Man löst die zu prüfende Verbindung in vielem Wasser auf, setzt einen Ueberschufs von Jodkalium und etwas verdünnte Schwefelsäure hinzu, und führt die volumetrische Probe in gewöhnlicher Art aus.



Von der gefundenen Menge Jod kommt $\frac{1}{6}$ oder $\frac{1}{8}$ in Rechnung.

Jodsäure. Krystallisirtes Jodsäureanhydrid J^2O^5 , frei von Schwefelsäure und vollkommen flüchtig, gab

				berechnet
Jod	74,8	75,8	77,2	76,05
Jodsaures Kali, KJO^3	gab			

			berechnet
Jod	59,46	59,50	59,35.

Jodsaures Natron, NaJO^3 , aus krystallisirtem (mit 1 Mol. Aq.) durch Trocknen bei 200° erhalten, gab

				berechnet
Jod	63,82	63,85	64,22	64,28
				64,14

1) *Traité complet t. II, p. 839.*

**IX. Berichtigung zum Aufsatz V dieses Hefts;
von Th. Schwedoff.**

Bei der Berechnung der Funkenwärme ist ein Fehler begangen, der zwar auf das Endresultat keinen wesentlichen Einfluß hat, aber doch zu Mißverständnissen Anlaß geben kann. Von S. 431 Z. 16 v. u. an muß es nämlich heißen: Setzt man diese Function in die Gleichung (γ) so wird:

$$1,5 - 0,764 a = 0$$

$$1,6 - 1,213 a = 0$$

$$2,1 - 1,525 a = 0$$

$$3,2 - 1,764 a = 0$$

$$0,1 - 0,213 a = 0.$$

Aus diesen Gleichungen erhält man dann nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$a = 1,6$$

und schliesslich:

$$F(x) = 1,6 x^{\frac{1}{2}}.$$

Dies ist die Formel, welche die Wärmemenge bestimmt, die bei Erzeugung eines Funkens von x^{mm} Länge für den metallischen Schließungsbogen verloren geht, wobei $a = 1,6$ diejenige Wärmemenge bezeichnet, welche zur Erzeugung eines 1^{mm} langen Funkens nöthig ist, und wobei als Wärmeinheit diejenige Menge genommen ist, welche im Schließungsdrahte eine solche Erhöhung der Temperatur erzeugt, daß die Flüssigkeit in der Thermometerröhre um einen Scaletheil verrückt wird.

Ich will nun beweisen, daß das von mir erwähnte Princip der Constanz der Wirkung W in den Gesamttheilen der Schließungskette richtig ist.

Setzen wir in der Formel

$$1,6 x^{\frac{1}{2}} + 1,6 y^{\frac{1}{2}} + A = W$$

statt x , y , A die in der Tabelle (α) stehenden Zahlen, so wird:

$$\begin{aligned}
 W &= 15,2 \\
 &= 14,9 \\
 &= 15,5 \\
 &= 15,5 \\
 &= 14,8 \\
 &= 15,4
 \end{aligned}$$

im Mittel $W = 15,2.$

Berechnen wir nach der Formel $1,6x^{\frac{1}{2}}$ die Wärmemenge, welche bei Erzeugung eines 6^{mm} langen Funkens für den Schließungsdraht verloren geht, so erhalten wir 3,9, eine Gröfse, welche im Vergleich zu der Wärmemenge 15,2, welche in allen Theilen der Schließungskette erzeugt werden könnte, durchaus nicht unbedeutend ist. Es versteht sich, dafs usw.

X. *Neue constante Säule.*

Diese von den HH. Warren de la Rue und H. Müller in den *Compt. rend. T. LXVII, p. 794* (19 Oct. d. J.) beschriebene Volta'sche Säule hat für die Leser der *Annalen* nichts Neues, da sie im Wesentlichen identisch ist mit der, welche Hr. Dr. Pincus im ersten Heft dieses Bandes veröffentlicht und schon früher auf der diesjährigen Naturforscher-Versammlung in Dresden vorgezeigt hat. Wir erwähnen ihrer nur als abermaliges Beispiel, wie leicht heut zu Tage eine und dieselbe Idee gleichzeitig und unabhängig von mehreren Personen gefasst werden kann. Der einzige Unterschied besteht darin, dafs Hr. Dr. P. das Chlorsilber pulverförmig anwendet, die englischen Physiker aber in Gestalt eines gegossenen Cylinders, der einen Silberdraht zur Axe hat. Was zweckmäfsiger ist, mufs die Erfahrung lehren. Hr. Dr. Matthiessen hat (wie hier Hr. Prof. Paalzow) die elektromotorische Kraft der neuen Säule gleich der der Daniell'schen gefunden.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXV.

1. Ueber die Spectra einiger Gase in Geissler'schen Röhren; von A. Wüllner.

I. Wasserstoffgas.¹⁾

1.

Das Spectrum, welches in Geissler'schen Röhren unter sehr geringem Drucke eingeschlossenes Wasserstoffgas zeigt, wenn man den Strom eines kleinern Rühmkorff'schen Inductionsapparates hindurchgehen läßt, besteht, wie es zuerst Plücker beschrieben hat²⁾, im wesentlichen aus drei hellen Linien, welche Plücker mit $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ bezeichnet hat. $H\alpha$ ist eine glänzende rothe Linie, welche die Stelle der Fraunhofer'schen Linie C einnimmt, $H\beta$ ist eine helle blaugrüne Linie, welche genau der dunklen Linie F, und $H\gamma$ eine blauviolette Linie, welche einer feinen dunklen Linie eben vor G, die auch Hr. Ångström als dem Wasserstoff angehörig bezeichnet hat³⁾, entspricht. Ganz schwach tritt aufer diesen noch eine weitere violette Linie auf, $H\delta$, deren Lage wegen ihrer Lichtschwäche sich nicht genau bestimmen läßt.

Außer diesen hellen scharfen Linien sieht man in manchen Röhren noch ein schwach helles, von dunklen Linien

1) Die Beobachtungen über die Wasserstoffspectra sind bereits in der Festschrift der niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde zur 50 jährigen Jubelfeier der Universität Bonn abgedruckt, und mit den übrigen Beobachtungen in der Februarsitzung dieses Jahres der niederrheinischen Gesellschaft vorgetragen.

2) Plücker, Pogg. Ann. Bd. 107, S. 506 und 518.

3) Ångström, Pogg. Ann. Bd. 123.

durchzogenes Feld in der Umgebung der Natriumlinie, der dunklen Linie *D* des Spectrums entsprechenden Stelle. Dieses helle Feld beginnt etwa 0,8 des Zwischenraumes zwischen α und *D* vor *D* und geht über *D* so weit hinaus, daß der hinter *D* liegende Theil etwa halb so breit ist als der Theil vor *D*. Mit einem Flintglasprisma von 60° brechendem Winkel von sehr großem Dispersionsvermögen und einem Fernrohr von etwa 12facher Vergrößerung betrachtet, löst sich dieses Feld in etwa 14 bis 16 helle dunkel geränderte und schön schattirte Streifen auf, welche roth, orange, gelb bis gelblich grün sind. Man sieht diese Partie bei verschiedenen Wasserstoffröhren bald mehr bald weniger hell, so daß Plücker sie anfänglich den letzten Spuren der in den Röhren noch vorhandenen Luft zuschrieb.

Später erkannte Plücker diesen Theil des Spectrums als ebenfalls dem Wasserstoff angehörig an. In der mit Hrn. Hittorf unternommenen Untersuchung über die Spectra glühender Gase und Dämpfe ¹⁾, in welcher für mehrere Elemente, wie Stickstoff und Schwefel, die Existenz zweier verschiedenen Spectra, eines continuirlichen mit schattirten Feldern, und eines aus mehr oder weniger durch dunkle Zwischenräume getrennten hellen Linien bestehenden Spectrums nachgewiesen ist, welche Spectra als solche erster und zweiter Ordnung bezeichnet wurden, wird dieses helle Feld als ein besonderes Spectrum des Wasserstoffs von eigenthümlichem Charakter bezeichnet. Plücker bemerkt dort ²⁾ über dieses Spectrum: »In einer alten Spectralröhre, welche sehr verdünntes Wasserstoffgas enthielt, erscheint der Grund, von welchem sich die drei charakteristischen Linien abheben, nicht immer von der gleichen Dunkelheit; zuweilen erscheinen neue glänzende Linien, besonders in der Nähe der Natriumlinie. Wir constatirten die Existenz eines neuen Wasserstoffspectrums, welches einer niedrigeren Temperatur entspricht, aber keine Aehnlichkeit mit all den andern Spectren

1) Plücker u. Hittorf, *Philosophical Transactions London for 1865* p. I.

2) Plücker u. Hittorf a. a. O. S. 22.

erster Ordnung, dem des Stickstoffs, des Schwefels etc. zeigt. In diesem Spectrum von eigenthümlichem Charakter beobachteten wir, wenn es vollständig entwickelt war, eine große Zahl von scharf begränzten hellen Linien, fast zu zahlreich, um sie zählen oder zeichnen zu können, aber hell genug um mit einer 72fachen Vergrößerung untersucht zu werden.

Dafs dieses Spectrum dem Wasserstoff eigenthümlich ist, wurde dann weiter dadurch constatirt, dafs man die Entladung des Rühmkorff'schen Apparates durch ein $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{8}$ Zoll weites Rohr gehen liefs, welches Wasserstoff unter einem Drucke von 5 bis 10 Mllm. enthielt, in dessen Axe sich dann eine bläulich weisse Lichtlinie zeigte. Mit dem Prisma analysirt zeigte sie das erwähnte Spectrum, zahlreiche helle Linien besonders zwischen roth und gelb. Neben diesen Linien erschienen weder $H\alpha$ noch $H\gamma$, nur $H\beta$, aber schwächer als manche andere Linie. Wurde eine Leydener Flasche mit steigender Ladung eingeschaltet, so wurden alle Linien heller, $H\beta$ am hellsten, $H\alpha$ erschien schön, $H\gamma$ schwächer.

2.

Vor etwa zwei Jahren habe ich aufser den beschriebenen noch ein drittes Spectrum des Wasserstoffgases beobachtet, welches weder in seinem Aussehen, noch in seiner Entstehungsweise mit den beschriebenen übereinstimmt. Das Spectrum trägt nämlich, besonders in seinem grünen Theile, entschieden den Charakter eines solchen erster Ordnung, wie ich es denn im ersten Augenblicke für ein solches des Stickstoffs hielt, von welchem es sich aber bei genauerm Vergleiche wesentlich an dem für Stickstoff so charakteristischen blauen Ende unterscheidet. Die erste Beobachtung, welche ich in der Maisitzung 1866 der Niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde mittheilte, war eine zufällige. Bei einer Experimentaluntersuchung über die Beziehung zwischen Brechungsexponenten und Körperdichte ¹⁾ benutzte ich zur Bestimmung der Brechungsexponenten das

1) Pogg. Ann. Bd. 133.

aus den erwähnten drei hellen Linien bestehende Spectrum des glühenden Wasserstoffs. Bei dieser Gelegenheit veränderte sich eines Tages plötzlich eine schon lange und zu vielfachen Messungen benutzte Wasserstoffröhre; ihr vorher schön rothes Licht wurde weiß, im Spectrum verschwand die violette Linie und statt des frühern trat ein continuirliches, besonders im grün schön schattirtes Spectrum auf. Die erste Vermuthung, daß die Röhre undicht geworden sey und etwas Luft aufgenommen habe, erwies sich bei einer Vergleichung mit dem Spectrum des Stickstoffgases und bei weitem Versuchen, welche den Zweck hatten, das Spectrum genauer zu untersuchen, dadurch als irrig, daß die Röhre ebenso plötzlich wieder ihre frühere rothe Farbe annahm und als Spectrum nur die bekannten drei hellen Linien zeigte. Es war damit constatirt, daß unter zunächst noch nicht bestimmbaran Umständen der Wasserstoff ein continuirliches Spectrum liefern konnte.

Ich erhielt kurz darauf von Hrn. Dr. Geißler hier in Bonn eine Anzahl neuer Wasserstoffröhren; eine dieser Röhren zeigte bei der Untersuchung eine ganz ebensolche Veränderung, sie wurde plötzlich weiß und lieferte ganz dasselbe schon an der ersten Röhre beobachtete continuirliche Spectrum. Diese Röhre, es ist eine Spectralröhre der gewöhnlichen Form mit Platinelektroden, zeigt bei einfachem Hindurchgehen des Inductionsstromes dieses Spectrum noch heute. Das Spectrum ist von einer solchen Reichhaltigkeit und Schönheit der Schattirung, daß es schwer zu beschreiben und noch schwerer zu zeichnen ist.¹⁾

Dasselbe zeigt an der wenigst brechbaren Gränze die rothe Linie $H\alpha$, rechts daneben zunächst ein ganz dunkles Feld, dann beginnt in etwa 0,15 des Abstandes $H\alpha$ -D von $H\alpha$ entfernt das continuirliche Spectrum, welches von da ab nicht ganz bis $H\gamma$, also nicht ganz bis zur Fraunhofer'-

1) Abbildungen dieses und der übrigen Wasserstoffspectra, sowie jener des Aluminiums, finden sich nach Zeichnung des Hrn. Dr. Bettendorff in der Festschrift der niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde zur 50jährigen Jubelfeier der Universität Bonn. Bonn bei A. Marcus 1868.

schen Linie G reicht. In der rothen und gelben Partie lassen sich etwa 18 schön schattirte, mehr oder weniger breite Felder unterscheiden, deren einzelne durch ihre besondere Helligkeit ausgezeichnet sind. Die hellen Felder lassen selbst noch eine Menge feiner schwarzer Linien erkennen, so dafs möglicher Weise bei Anwendung einer gröfsern Zahl von Prismen, wie sie Plücker benutzt hat, diese Partie in lauter einzelne Linien zerfällt, demnach mit dem von den HH. Plücker und Hittorf beschriebenen zweiten Wasserstoffspectrum zusammenfällt.

Auf die rothgelbe Parthie folgt dann zunächst ein schwach beleuchtetes grünes Feld, welches rechts durch einen hellern grünen Streifen begränzt ist. Dann folgt bis zur Linie $H\beta$, welche immer sichtbar bleibt, ein schönes grünes vielfach schattirtes Feld, welches durch seine Schattirung und die von dem dunklern Hintergrund sich abhebenden hellen Streifen, deren vier besonders hell hervortreten, einen ganz stereoskopischen Eindruck macht. Der Charakter dieses Theils ist dem des grünen im ersten Stickstoffspectrum so ähnlich, dafs nur eine ins einzelne gehende Vergleichung den Unterschied beider erkennen läfst.

Von $H\beta$ nach der blauen Seite hin reicht das Spectrum noch etwa bis zur Mitte des Raumes zwischen $H\beta$ und $H\gamma$, und es heben sich hier von einem schwach blauen Grunde noch vier hellere Streifen ab, von denen der zweite und vierte die hellsten sind. $H\gamma$ ist nur zuweilen ganz schwach zu erkennen.

Eben dasselbe Spectrum erhielt ich seitdem noch in einer ziemlichen Anzahl anderer Wasserstoffspectralröhren immer dann, wenn sie bei gut wirkendem Inductionsapparate längere Zeit gebraucht waren, und nun durch einen schwächern Strom erleuchtet wurden.

Die Beobachtung der HH. Plücker und Hittorf, dafs die continuirlichen Spectra erster Ordnung einer niedrigeren Temperatur angehören, als die aus einzelnen hellen Linien bestehenden Spectra zweiter Ordnung, liefs vermuthen, dafs auch dieses Wasserstoffspectrum einer niedrigen Temperatur

angehöre, die dadurch entstände, dafs bei längerem Gebrauche, etwa durch eine theilweise Schmelzung der Elektroden, der Inductionsstrom beim Uebertritt in das Gas einen gröfsern Widerstand finde. War diese Vermuthung richtig, so mußte das schon von den ebengenannten HH. Beobachtern zur Erzeugung der zweiten Spectra angewandte Mittel, gleichzeitiges Einschalten einer Leydner Flasche in den Strom des Inductionsapparates, auch das aus den charakteristischen Linien bestehende Wasserstoffspectrum wieder hervorrufen. Diese Vermuthung bestätigte sich insoweit, dafs bei Einschalten einer Leydner Flasche die eben erwähnte Spectralröhre ein flackerndes, abwechselnd rothes, abwechselnd weisses Licht zeigte, und dafs man beim Aufflackern des rothen Lichtes mit dem Spectrometer die bekannten drei Wasserstofflinien wahrnahm.

Ganz vollständig gelang die Zurückführung des continuirlichen in das aus den drei Linien bestehende Spectrum mit Hülfe der Holtz'schen Maschine. Liefs man den Strom einer solchen Maschine ohne aufgelegten Condensator durch die erwähnten Wasserstoffröhren hindurchgehen, so erschien ihr Licht weifs, und im Spectrometer erschien, wenn auch schwach, so doch besonders im grün deutlich, das beschriebene continuirliche Spectrum. Legte man aber den Condensator auf die Maschine, so dafs der elektrische Funke in einzelnen Entladungen die Röhre durchsetzte, so wurde sofort das Licht der Röhre schön roth und zeigte nur die charakteristischen Linien. Ganz dasselbe zeigte sich natürlich, als man mit der Holtz'schen Maschine in rascher Folge die Entladung einer kleinen Leydner Flasche bei kleiner Schlagweite durch die Röhre gehen liefs. Durch diese Entladungen schien sogar der Widerstand in der Röhre dauernd vermindert zu seyn, denn kurze Zeit nachher lieferte der einfache Inductionsstrom des kleinen Rühmkorff wieder das rothe Wasserstofflicht, welches indefs sich wieder in das weisse mit continuirlichem Spectrum verwandelte, als der Strom etwa $\frac{1}{4}$ Stunde durch die Röhre hindurchgegangen war.

3.

Nachdem auf diese Weise constatirt war, daß das Licht des glühenden Wasserstoffgases je nach seiner, durch die Art der Entladung bedingten, verschiedenen Temperatur ganz verschieden seyn kann, mußte man eine ähnliche Verschiedenheit desselben erwarten, wenn man bei derselben Entladung dem Gase in der Röhre eine verschiedene Dichtigkeit gab. Zur Prüfung dieses Schlusses stellte ich gemeinschaftlich mit Hrn. Dr. Bettendorff eine Anzahl Versuche an, welche nicht nur diesen Schluss bestätigten, sondern auch noch ein neues von den vorherigen ganz verschiedenes Spectrum ergaben.

Die Einrichtung der Apparate dazu war folgende. Vor dem Spalt des Spectrometers wurde eine Spectralröhre fest aufgestellt, welche in der Nähe jeder Elektrode ein Ansatzrohr besaß, das mit einem Geißler'schen Glashahne geschlossen werden konnte. Das obere dieser Ansatzröhre war mit dem horizontalen Arme einer von Hrn. Dr. Bettendorff hergestellten Sprengel'schen Luftpumpe¹⁾ in Verbindung, das untere nach Zwischenschaltung eines mit wasserfreier Phosphorsäure gefüllten Glasrohres und eines mit concentrirter Schwefelsäure gefüllten Kugelapparates mit einem Wasserzersetzungsapparat. In letzterm waren über den Platinelektroden ziemlich weite, oben mit Hähnen versehene Glasröhren angebracht, welche gleichzeitig als Gasometer dienten. Bei der Darstellung des Wasserstoffgases liefs man aus der über der positiven Elektrode befindlichen Röhre das Sauerstoffgas entweichen, um nicht durch in dem Wasser gelösten Sauerstoff den Wasserstoff zu verunreinigen²⁾.

1) Sprengel, *Journal of Chemical Society* 2. Ser. t. III, p. 9. Beschrieben von H. Graham in Poggendorff's Annalen Bd. 129, S. 564.

2) Die Nothwendigkeit dieser Vorsichtsmafsregel ergab die Beobachtung, daß das Spectrum der in der gleich zu beschreibenden Weise hergestellten Wasserstoffröhre Sauerstofflinien zeigte, wenn man den Sauerstoff auffing und dadurch das mit Sauerstoff gesättigte saure Wasser aus der die Anode umgebenden Röhre herausdrücken und mit der andern Flüssigkeit sich mischen liefs. Der absorbirte Sauerstoff, welcher dann

Nachdem dann die Röhre und die Pumpe durch Erwärmung und längeres Durchziehen von Luft getrocknet war, wurde die Spectralröhre möglichst luftleer gepumpt und dann aus dem Wasserzersetzungssapparat mit Wasserstoff gefüllt, nochmals leer gepumpt und gefüllt und dieses so lange wiederholt, bis man bei einem Drucke von 8 bis 10 Mllm. nur mehr die charakteristischen Wasserstofflinien beim Durchgehen des Stromes wahrnahm. Dann wurde die Röhre wieder mit Wasserstoff gefüllt und nun bei schrittweisem Auspumpen das durch den Strom des Rühmkorff'schen Inductionsapparates hervorgebrachte Licht untersucht und gleichzeitig der Druck des abgesperrten Gases an der Quecksilbersäule der Sprengel'schen Pumpe bestimmt.

Auf diese Weise ergab sich zunächst, dafs der Strom des kleinen Inductionsapparates bei einem Drucke von 135 Mllm. die Röhre, deren Elektroden 1,4 Decim. von einander entfernt sind, zu durchdringen vermag, die Röhre leuchtet mit weifsem Licht, dessen Intensität indefs noch zu gering ist, um es prismatisch analysiren zu können.

Bei Verminderung des Druckes des eingeschlossenen Gases nimmt die Helligkeit des Lichtes stetig zu und bei einem Drucke von 100 Mllm. ist es bereits hinreichend hell, so dafs man es mit dem Prisma untersuchen kann. Das Licht der Röhre ist bei diesem Drucke bläulich weifs, zuweilen erscheint es momentan röthlich gefärbt. Es gibt ein continuirliches Spectrum, auf welchem, wenn das Licht röthlich scheint, die hellen Linien $H\alpha$ und $H\beta$ deutlich hervortreten.

Bei 70 Mllm. Druck ist das Licht des Gases schon röthlich weifs und man erkennt im Spectrometer schon deutlich das continuirliche Wasserstoffspectrum, wie es vorhin beschrieben ist. Es zeigt sich zunächst $H\alpha$ daneben, bis zur Hälfte des Abstandes $H\alpha$ bis D ist das Gesichtsfeld dunkel, dann folgt eine aus einer Reihe schön schattirter Streifen

in der Flüssigkeit des ganzen Zersetzungssapparates verbreitet über der Kathode entwich, war hinreichend, um im Spectrum die deutlichsten Sauerstofflinien hervortreten zu lassen.

bestehende röthlich gelbe bis grünlich gelbe Partie, daneben wieder ein dunkles und dann bis $H\beta$ ein schwach helles grünes Feld, von welchem vier hellere grüne Streifen hervortreten. Hinter $H\beta$ bis $H\gamma$ ist das Gesichtsfeld mit schwachem blauen Lichte erhellt, in welchem zwei Streifen heller hervortreten, der erste in 0,3 des Abstandes $H\beta$ bis $H\gamma$ hinter $H\beta$, der zweite in der Mitte zwischen diesen beiden Linien.

Wird der Druck des Gases weiter vermindert, so nimmt das Licht der Röhre immer mehr an Helligkeit zu, die Farbe des Lichtes wird röthlicher, das Spectrum wird immer schöner. Schon bei 52 Mllm. Druck ist das Spectrum ganz so ausgebildet, wie es vorhin beschrieben ist, schöner und heller wird es bei weiterer Verdünnung des Gases, bis der Druck etwa 30 Mllm. beträgt, bei welchem das Spectrum äußerst brillant erscheint.

Bei weiterer Verdünnung des Gases nimmt die Helligkeit des continuirlichen Spectrums ab, während die drei Wasserstofflinien immer glänzender werden. Bei einem Gasdrucke von 21 Mllm. waren die Linien $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ sehr schön, die rothgelbe Partie des continuirlichen Spectrums ebenfalls noch schön, die grüne Partie des Spectrums aber sehr geschwächt, nur die hellen Streifen in derselben noch zu sehen. Neben $H\beta$ nach der brechbaren Seite waren nur noch die beiden hellsten Streifen zu erkennen.

Bei 10 Mllm. Druck war die rothgelbe Partie noch eben in ihren hellsten Streifen zu sehen, im grünen einzelne Streifen noch ganz schwach angedeutet, hinter $H\beta$ kaum noch ein Streifen zu erkennen.

Bei 6 Mllm. Druck war außer den charakteristischen Wasserstofflinien die rothgelbe Partie noch eben sichtbar, im grün noch an zwei Stellen ein heller Schein zu sehen und ebenso zwischen $H\beta$ und $H\gamma$ noch eben die beiden vorhin erwähnten hellen Streifen sichtbar.

Bei noch weiterer Verdünnung des Gases bis auf 3 Mllm., 2 Mllm. behielten die charakteristischen Linien dieselbe Helligkeit, alles übrige verschwand aus dem Spectrum fast voll-

ständig; es trat indeß bei gleichzeitiger Schwächung der hellen Linien ein Theil des continuirlichen Spectrums im grünen, in Form von etwa fünf hellen Feldern wieder hervor, als das Gas bis auf Bruchtheile eines Millimeter Druck verdünnt wurde.

Diese Beobachtungen zeigen, daß das beschriebene Wasserstoffspectrum in der That einer niedrigeren Temperatur angehört, als das aus den drei Linien bestehende, denn mit wachsender Dichtigkeit des Gases in der Spectralröhre muß die Temperatur desselben eine niedrigere werden, da der Inductionsstrom in dem dichtern Gase einen größern Widerstand findet, und da eine größere Menge des Gases erwärmt werden muß. Ebenso aber auch wie eine große Dichtigkeit des Gases den Strom nicht in voller Stärke sich entwickeln läßt, wird der Strom durch starke Verdünnung geschwächt, denn durch hinreichende Verdünnung läßt sich der Strom in einer Spectralröhre vollständig unterbrechen. Daß also bei großer Dichtigkeit und bei sehr starker Verdünnung des Gases das continuirliche Spectrum auftritt, beweist, daß dasselbe einer niedrigeren Temperatur angehört.

4.

Durch die im Vorigen mitgetheilten Versuche ist der Beweis geliefert, daß das continuirliche Wasserstoffspectrum einer niedrigeren Temperatur angehört, es fragt sich nun, wie es dann kommt, daß Geißler'sche Spectralröhren, welche Wasserstoff unter einem Drucke von 5 bis 10 Milm. enthalten, somit unter dem für Hervorbringung des Linienspectrums günstigsten Drucke, dennoch nach einiger Zeit, nach längerem Gebrauche das continuirliche Spectrum liefern können. Die Beobachtung, daß dieses Spectrum sich besonders dann zeigt, wenn man nach längerem Gebrauche die Röhre der Einwirkung eines schwächern Stromes aussetzt, führte zu der Vermuthung, daß etwa durch eine oberflächliche Schmelzung der Elektroden dem Durchtritte des Inductionsstromes ein größerer Widerstand geboten werde. Daß eine derartige Schmelzung der Elektroden einen sol-

chen Einfluss hat, wurde durch eine Reihe von Versuchen constatirt. Bei den im vorigen Paragraphen erwähnten und gleich noch näher zu besprechenden äussersten Verdünnungen war der Widerstand in den Spectralröhren so groß, dass die positive Elektrode in ihrer ganzen Ausdehnung zum Glühen kam. Sie bog sich dabei ganz krumm und nach einiger Zeit war sie theilweise geschmolzen, so dass sie das Ansehen einer auf eine Schnur gezogenen Reihe kleiner Perlen annahm. Nachdem diese Deformation der Elektroden eingetreten war, zeigte die Röhre beim allmählichen Verdünnen des Wasserstoffs immer das continuirliche Spectrum, auch bei den Drucken, bei welchen sonst das grüne Licht kaum mehr sichtbar war. Das continuirliche Spectrum war bei 70 Mllm., 21 Mllm., 16 Mllm. Druck äusserst brilliant, und selbst bei 8 Mllm. Druck war es zweifelhaft, ob die continuirliche Partie wirklichlich lichtschwächer war, oder ob sie nur gegen den blendenden Glanz der Linie $H\beta$ zurücktrat.

Für die Vermuthung, dass die Beschaffenheit der Elektroden auf die Entstehung des continuirlichen Spectrums von Einfluss ist, sprechen nach meiner Ansicht noch einige Beobachtungen, welche wir an einer von Hrn. Dr. Geisler hergestellten Phosphorröhre und an einer Schwefelröhre machten. Diese Röhren enthielten ausserdem Wasserstoff. Liefs man nun ohne die Röhren bis zum Schmelzpunkte des Phosphors oder des Schwefels zu erhitzen, den Inductionsstrom hindurchgehen, so zeigten dieselben ein schönes continuirliches Spectrum, genau wie es vorhin beschrieben wurde; das Spectrum des Phosphors oder Schwefels erschien erst bei starkem Erhitzen. In diesen Röhren sind die Elektroden immer mehr oder weniger mit Phosphor oder Schwefel bedeckt, wodurch, da diese Substanzen nicht leitend sind, der zu überwindende Widerstand größer, somit die Stärke des Stromes geringer seyn muss. Selbst bei der für die Ausbildung günstigsten Dichtigkeit des Gases muss daher die Temperatur eine niedrigere seyn, und deshalb das continuirliche Spectrum auftreten.

5.

Im §. 3 wurde bereits erwähnt, daß wenn der Druck des Gases in der Röhre nur mehr Bruchtheile eines Millimeter betrug, daß dann das continuirliche Spectrum des Wasserstoffs besonders im grün wieder hervortrat. Wurde die Röhre dann mit der Sprengel'schen Pumpe noch weiter evacuirt, so wurde zunächst das Licht in der Röhre schwächer, die Farbe desselben immer fahler und im Spectrum trat unter Schwächung alles übrigen die grüne Partie desselben immer schöner hervor, sie erscheint in Form von sechs schön schattirten hellen Bändern, welche durch weniger helle Zwischenräume mit einander verbunden sind, im blauen erscheinen an den im continuirlichen Spectrum hellsten Stellen ebenfalls helle Felder, von denen das in der Mitte zwischen $H\beta$ und $H\gamma$ als säulenartig gruppirte Linien sich zeigt.

Bei weiterm Auspumpen wird das Licht in der Röhre plötzlich prächtig grün, wie das Licht einer Thalliumflamme, und das Spectrum ist ganz verändert, die rothe Linie $H\alpha$ ist kaum noch zu sehen, die rothgelbe Partie des Spectrums ist vollständig verschwunden und im grün erscheinen sechs prachtvolle Liniengruppen auf fast ganz dunklem Grunde. Mehrfach wiederholte Messungen gaben für die Minimalablenkung dieser Gruppen folgende Werthe ¹⁾:

1. Mittelste helle Linie der ersten aus drei hellen Linien bestehenden Gruppe, diese Linie ist die hellste $62^{\circ} 47' 40''$
2. Mittelste Linie der zweiten aus drei bestehenden Gruppe $63 \quad 10 \quad 15$
3. Zweite hellste Linie der dritten aus zwei hellen Linien bestehenden Gruppe $63 \quad 29 \quad 20$
4. Erste helle der vierten aus zwei sehr

1) Das zu diesen Messungen benutzte Flintglasprisma hat einen brechenden Winkel von $60^{\circ} 2' 00''$; seine Brechungsexponenten sind für $H\alpha = 1,743355$, für $H\beta = 1,772210$, für $H\gamma = 1,790564$; die Messungen geschahen mit dem bereits früher (diese Annalen Bd. 133, S. 1) von mir erwähnten Meyerstein'schen Spectrometer mit $10''$ Theilkreis.

- nahe liegenden Linien bestehenden Gruppe 63° 46' 25"
5. Mittelste Linie der fünften aus drei hellen Linien bestehenden Gruppe, die Linie ist die hellste und hat mehr als Spaltbreite 64 22 20
6. Mittelste helle Linie einer Gruppe von wenigstens sechs einzelnen Linien . . 64 38 40
7. $H\beta$ noch schwach zu sehen 64 51 10.

Wie man sieht, liegen diese Gruppen, entsprechend der grünen Farbe des Lichts, alle im grünen Theil des Spectrums, im rothen und gelben Theile ist nichts zu sehen. Aufser diesen gemessenen Gruppen sah man noch an der Grenze des grün gegen gelb hin eine schwach helle Partie, zwischen der ersten und zweiten Gruppe zwei schwach helle Linien, und zwischen der vierten und fünften Gruppe etwa drei schwache Linien. Rechts von $H\beta$ erscheint etwa eben soweit, als die sechste Gruppe links von β liegt, eine schwach helle Linie, zu dunkel um sie messen. Dann folgt ungefähr bei 65° 20' ein an beiden Seiten von zwei schön schattirten hellen Bändern begränztes schwach blaues Feld und hinter diesem nach einem ganz dunklen Zwischenräume, der etwa halb so breit ist, als das eben erwähnte Feld, ein sehr schwaches Feld von beträchtlicher Breite; zuweilen erscheint noch in der Gegend von $H\gamma$ bei 67° 10' ein schwacher Schein.

Dieses Spectrum tritt jedesmal dann auf, wenn das Gas in der Röhre die äufferste mit der Sprengel'schen Pumpe erreichbare Verdünnung hat. Der Widerstand in der Röhre ist dann so grofs, dafs die positive Elektrode ganz glühend wird, sich krumm biegt und wie aus zusammengeschmolzenen Kugeln bestehend aussieht. Dafs diese Deformation zugleich den Uebergang des Stromes, wie vorhin erwähnt wurde, bedeutend erschwert, ergibt sich daraus, dafs nach Eintritt derselben der Strom nicht mehr von der Spitze der aus Aluminiumdraht bestehenden Elektrode ausging, sondern von der Stelle, wo sie an dem in das Glas der

Röhre eingeschmolztten Platindraht anlag, wo sich eine derartige Schmelzung nicht wahrnehmen liefs.

Wenn die äußerste Verdünnung, welche das im vorigen beschriebene Spectrum liefert, längere Zeit bei geschlossenen Hähnen erhalten wird, so nimmt zuweilen das Licht der Röhre wieder eine weisse Farbe an und zeigt dann wieder das continuirliche Spectrum, es zeigt sich wieder die rothgelbe Partie, die sechs Liniengruppen verschwinden und der grüne Theil des Spectrums erscheint wieder. Die Dichtigkeit des Gases in der Röhre ist aber nicht geändert; denn öffnet man den Hahn, der die Röhre mit der Luftpumpe in Verbindung setzt, so bleibt der Stand des Quecksilbers ganz ungeändert. Trotzdem aber ruft fortgesetztes Pumpen wieder das Linienspectrum hervor.

Ein anderes Mittel, um in dem Falle das Linienspectrum wieder hervorzurufen, ist das gleichzeitige Einschalten einer Leydner Flasche in den Kreis des Inductionsstromes. Man erhält dann in der Röhre ein brillant helles grünes Licht und die sechs Liniengruppen werden wahrhaft glänzend. Zugleich werden dadurch die zwischen den Liniengruppen liegenden Partien heller, jedoch nicht in dem Maasse, dass dadurch der Charakter des Spectrums geändert wird. Hinterher zeigt die Röhre dann auch ohne Leydner Flasche dasselbe Spectrum.

Ebenso erhält man bei der äußersten Verdünnung dieses Spectrum, wenn man den Funken der Holtz'schen Maschine mit aufgelegtem Condensator durch sie hindurchgehen lässt, oder wenn man eine kleine Leydner Flasche mit geringer Schlagweite durch sie entladet. Dabei muss man sich aber hüten die Schlagweite zu groß zu nehmen, indem dann die von mir in meiner letzten Notiz beschriebene Erscheinung, das Calciumspectrum oder das continuirliche Spectrum des glühenden Glases mit der dunklen Linie *D* auftritt.

In der einmal vorgerichteten Röhre habe ich dieses Spectrum während 14 Tagen mehrfach beobachtet und mit andern verglichen, so vortrefflich dicht hielten die Glashähne des Hrn. Dr. Geißler.

6.

Die beobachtete Erscheinung, daß eine Wasserstoffröhre bei der äußersten Verdünnung noch ein drittes, von den frühern wesentlich verschiedenes Spectrum liefert, ist eine so auffallende, daß man sich die Frage vorlegen mußte, ob dieses Spectrum denn in der That dem reinen Wasserstoff angehört, ob es nicht etwa den andern, mit der Röhre in Verbindung stehenden Elementen angehört. Man könnte glauben, daß es ein Spectrum des Aluminium wäre, aus dem die Elektroden der Röhre bestanden, oder des Quecksilbers, von welchem etwa Dämpfe in die Röhre hindüberdestillirt wären, oder von Phosphor oder Schwefel, da das Gas mit Phosphorsäure und Schwefelsäure getrocknet war, oder schliesslich daß von dem Fett, mit welchem die Hähne leicht bestrichen waren, etwas verdampft und in die Röhre gekommen sey, somit, daß die Linien zum Spectrum des Kohlenstoffs gehören.

Was zunächst den Kohlenstoff angeht, so zeigt die Beschreibung, welche Plücker von den Spectren dieses Elements gibt ¹⁾, daß in denselben keine Liniengruppen der beschriebenen Art vorkommen, und bei einer Untersuchung dieses Spectrums in einer mit Kohlensäure gefüllten Röhre fanden wir das Spectrum von derselben charakteristischen Beschaffenheit, welche Plücker beschreibt.

In Bezug auf das Schwefelsäurespectrum gibt Plücker ²⁾ an, daß dasselbe eines der schönsten und farbenreichsten Spectren sey, welches aus hellen Lichtstreifen auf schwarzem Grunde bestehe, und zählt dann 3 rothe, 1 orangen, 1 gelben, 4 grüne, 9 blaue und violette Streifen auf. Zugleich gibt er an, daß man dieses Spectrum bei Anwendung wasserfreier Schwefelsäure nur mit dem großen Inductionsapparat erhalten könne. Alles das beweist, daß das beschriebene Spectrum nicht von Schwefelsäure herrühren kann, selbst wenn man annehmen wollte, daß mit dem

1) Plücker, *Philosophical Transactions* for 1865.

2) Plücker, *Pogg. Ann.* Bd. 113.

Wasserstoff etwas Schwefelsäuredampf in das Rohr eingetreten wäre.

Mit dem Phosphor- oder Quecksilberspectrum ist das beschriebene, wie sich aus den Beschreibungen von Plücker ergibt, und wie wir uns durch Versuche überzeugten, gar nicht zu verwechseln. Phosphor zeigt im grün nur eine etwa 8' breite Gruppe heller Linien, deren brechbarste im Minimum der Ablenkung bei $63^{\circ} 38'$ liegt. Das Quecksilberspectrum besteht aus einer Reihe von Streifen, von denen ein gelber besonders charakteristisch ist; zudem bildet sich dieses Spectrum in einer Röhre, welche selbst metallisches Quecksilber enthält, erst wenn die Röhre beträchtlich erhitzt ist.

Um das beobachtete Spectrum mit dem des Aluminium zu vergleichen, wurden an die Enden der zum Inductionsapparate führenden Drähte Aluminiumdrähte befestigt und zwischen diese, die vor dem Spalt des Spectrometers aufgestellt waren, der Inductionsfunke überspringen gelassen. Dabei ergab sich dann, daß je nach dem Abstände der Elektroden der Aluminiumdampf zwei wesentlich verschiedene Spectra haben konnte. War der Abstand der Elektroden nur etwa 2 Mllm., so bestand das Spectrum aus vier grünen prächtig schattirten Feldern. Die Felder sind an der brechbareren Seite am hellsten und nehmen nach der weniger brechbaren Seite ganz allmählich ab; in Abständen von 5 zu 5 Minuten sind diese Felder von scharfen hellen Linien durchsetzt, und diese bewirken, daß die Felder ganz den Eindruck von Cannelirungen machen. Die rechte Gränze dieser Felder fand sich im Minimum der Ablenkung bei

1. Cannelirung	. . .	$63^{\circ} 24' 10''$	Abstand
2. "	. . .	$64 \ 10 \ 20$	$0^{\circ} 46' 10''$
3. "	. . .	$64 \ 54 \ 40$	$0 \ 44 \ 20$
4. "	. . .	$65 \ 40 \ 00$	$0 \ 45 \ 20.$

Die gemessenen Abstände der Felder, resp. ihrer rechten Gränzen, finden sich so nahe gleich, daß man die Differenzen derselben, da die Einstellung auf die Gränze doch nicht

ganz scharf ist, als Beobachtungsfehler ansehen darf. Die Breite der Felder ist etwa 30', so daß also dieses Spectrum des Aluminium aus vier äquidistanten ungefähr gleich breiten Cannelirungen besteht.

Wurde der Abstand der beiden Drähte, zwischen denen die Funken übersprangen, auf 10 Mllm. und mehr vergrößert, so zeigte sich sowohl bei Anwendung des kleinen Rühmkorff, als auch bei Anwendung der Holtz'schen Maschine mit aufgelegtem Condensator ein ganz anderes Spectrum; die vier Cannelirungen verschwanden und statt dessen traten auf einem schwach beleuchteten Hintergrunde eine Anzahl heller Linien und Liniengruppen hervor. Im Minimum der Ablenkung lagen diese Linien bei

- | | |
|---|---------|
| 1. schöne helle Doppellinien | 62° 42' |
| 2. Lage der ersten von drei schwachen Linien, von denen die zweite näher bei der ersten als bei der dritten liegt | 63 0 |
| 3. ein heller Streifen | 63 51 |
| 4. helle Linie | 64 17 |
| 5. heller Streifen | 64 22 |
| 6. schwach helle Linie | 65 5 |
| 7. mittelste hellste einer ganzen Gruppe von Linien | 65 47 |
| 8. helle Linie | 66 41 |
| 9. schwach helle Linie | 66 47. |

Die beiden Aluminiumspectra verhalten sich ganz zu einander, wie die Spectra erster und zweiter Ordnung, welche die HH. Plücker und Hittorf für Stickstoff, Schwefel etc. dargestellt haben; die Entstehung des zweiten bei größserer Schlagweite und Anwendung der Holtz'schen Maschine mit aufgelegtem Condensator beweist, daß daselbe der höhern Temperatur angehört.

Eine Vergleichung dieses zweiten Aluminiumspectrum mit dem in §. 5 beschriebenen Wasserstoffspectrum beweist, daß dieselben ganz verschieden sind. Man muß deshalb annehmen, daß das im wesentlichen aus den gemessenen

6 Liniengruppen bestehende Spectrum dem Wasserstoff eigenthümlich ist.

7.

Die im vorigen beschriebenen Spectra des Wasserstoffs sind wesentlich verschiedene, sie gehen nicht das eine aus dem andern hervor, indem etwa bei gesteigerter Temperatur immer neue Linien oder Farben auftreten, sondern es verschwinden Lichtmengen, die bei niedrigerer Temperatur vorhanden sind, oder es treten an einer vorher continuirlich beleuchteten Stelle in höherer Temperatur helle Linien auf fast dunklem Grunde hervor. Denn das kann nach der Entstehungsweise der Spectra keinem Zweifel unterliegen, daß das continuirliche Spectrum der niedrigsten Temperatur entspricht, da sowohl das aus den drei Linien als das aus den sechs Liniengruppen bestehende Spectrum an die Stelle des continuirlichen tritt, wenn man durch das Gas die Entladungen einer Leydner Flasche führt, durch welche jedenfalls eine viel stärkere Erhitzung entsteht, als durch die einfache Entladung des Inductionsstromes. Allerdings können diese Spectra auch durch den einfachen Inductionsstrom entstehen, aber dann nur unter Umständen, welche einer solchen Steigerung der Temperatur günstig sind; das erste Spectrum entsteht, wenn das Gas eine solche Dichtigkeit hat, daß der Strom sich am besten und vollständigsten entwickelt, das Sechs-Gruppen-Spectrum, wenn nur minimale Gasmengen noch zur Leitung vorhanden sind, welche dann ebenso auf die höchste Temperatur gesteigert werden, wie die von den Kohlenspitzen losgerissenen Theilchen im elektrischen Lichtbogen.

Diese Verschiedenheit der Temperatur muß beim Wasserstoff als die einzige Ursache dieser Erscheinung angesehen werden, denn an eine etwaige Zerfällung desselben in weitere Bestandtheile kann bei diesem Elemente wohl nicht gedacht werden. Dann folgt aber aus diesen Beobachtungen, daß das Emissionsvermögen einer Substanz mit der Temperatur sich wesentlich ändern kann.

II. Sauerstoff.

8.

Das Spectrum, welches eine mit reinem Sauerstoff gefüllte Geißler'sche Röhre gibt, besteht nach der Beschreibung von Plücker¹⁾ aus einer Reihe heller Linien, deren wenigst brechbare im Roth-Orange liegt, und welche von da ab bald mehr bald weniger dicht bis ins das Violette sich erstrecken. Plücker hat nur dieses eine Spectrum beschrieben, und erhielt auch in der späteren, mit Hrn. Hittorf durchgeführten Untersuchung nur dieses eine Spectrum des Sauerstoffs. In der Mittheilung dieser Versuche heisst es²⁾: Wir erhielten vom Sauerstoff nur ein Spectrum, indem wir in derselben Weise wie beim Stickstoff operirten, nur mit dem Unterschied, dafs unter denselben Umständen ein gleich glänzendes Spectrum nur bei stärkerer Entladung erhalten wurde. In weitem heisst es dann, dafs besonders beim Sauerstoff das allmähliche Auftreten der hellen Linien sich bemerklich mache, dafs zuerst die wenigst brechbaren zuletzt, bei steigender Temperatur, die brechbarsten Linien sich zeigen, dafs deshalb eine Zeichnung, welche die nach und nach auftretenden hellen Linien neben einander darstellt, mehr ein ideelles Bild des Sauerstoffspectrums gebe, als dafs es der Natur entspräche.

Die in dem bisherigen mitgetheilten Versuche über die Spectra des Wasserstoffs, die Beobachtung, dafs je nach der Dichtigkeit des Gases und der Art Entladung das Spectrum sich wesentlich ändern kann, veranlafsten mich auch den Sauerstoff nach dieser Richtung hin zu untersuchen.

Die Versuchsanordnung war die im §. 3 beschriebene, das Ansatzrohr einer ebensolchen Spectralröhre wie die dort erwähnte, wurde nach Zwischenschaltung der Phosphorröhre und des mit concentrirter Schwefelsäure gefüllten Kugelapparates mit der die Anode bedeckenden Röhre des Wasser-

1) Plücker. Diese Annalen Bd. CVII.

2) *Philosophical Transactions for 1865 p. I, p. 23.*

zersetzungsapparates in Verbindung gesetzt, und so mit trockenem Sauerstoffgase gefüllt. Die Erlangung eines ganz reinen Sauerstoffspectrums ist indess immer mit großer Schwierigkeit verknüpft; fast immer zeigen sich dabei die drei charakteristischen Linien des Wasserstoffs, herrührend von der an der Innenwand der Spectralröhre condensirten Feuchtigkeit. Es gelang indess dieselbe dadurch zu vertreiben, daß man die Spectralröhre stark erhitze und dann durch dieselbe mehrfach trocknen Sauerstoff sog. War es auf diese Weise erreicht, die Röhre ganz auszutrocknen, so daß sie mit Sauerstoff von 5 bis 10 Mllm. Druck die Wasserstofflinien nicht mehr zeigte, so wurde sie mit Sauerstoff unter dem Drucke der Atmosphäre gefüllt, dann in der §. 3 beschriebenen Weise mit der Sprengel'schen Pumpe allmählich ausgepumpt, und so das Spectrum untersucht, welches das Gas bei den verschiedenen Dichtigkeiten lieferte.

9.

Es ergab sich auf diese Weise zunächst, daß bei Anwendung einer Spectralröhre von genau denselben Dimensionen, wie sie zu den Versuchen mit Wasserstoff benutzt wurde, die Dichtigkeit des Sauerstoffs eine viel geringere seyn mußte, um den Strom desselben Inductionsapparats mit Anwendung derselben Elementenzahl hindurch zu lassen. Während der Wasserstoff bereits bei einem Drucke von 135^{mm} den Inductionsstrom hindurch liefs, zeigte sich hier bei mehreren Versuchen ein continuirlicher Durchgang erst, wenn der Gasdruck 45 bis 47, im Mittel 46 Mllm. betrug. Das Licht ist weißlich, indess zu einer spectralen Untersuchung noch viel zu schwach. Dieselbe war erst möglich, als die Dichtigkeit des Gases auf 28 bis 30 Mllm. verringert war. Das Licht erscheint auch dann noch weißlich gefärbt. Das Spectrum bietet sechs helle Linien, eine rothe, die für den Sauerstoff charakteristische, von Plücker mit $O\alpha$ bezeichnete fleischrothe Linie, zwei grüne, zwei blaue und eine violette Linie. Die hellsten derselben liegen im Minimum der Ablenkung:

$O\alpha$, die fleischrothe Linie	bei $61^{\circ} 54' 30''$.
Die zweite Grüne	» $63^{\circ} 28'$.
Die Violette	» $67^{\circ} 20'$.

Nach längerem Durchgehen des Stromes erkennt man auch die zweite rothe von Plücker angegebene Linie.

Bei einer Verminderung des Druckes auf 25 Mllm. leuchtet die Röhre ebenfalls noch mit weißlichem Lichte, dessen Helligkeit indess beträchtlich zugenommen hat. Im Spectrum zeigen sich aufser den vorher beobachteten Linien noch drei schwächere grüne Linien, etwa bei 64° im Minimum der Ablenkung. Bei einem Drucke von 18 bis 20 Mllm. geht die Farbe des Lichtes etwas ins violette, die Helligkeit hat zugenommen, im Spectrum erscheinen aufser den früheren Linien zwei orange gefärbte, zwei sehr schwache gelblich grüne, eine schwach blaue, etwa bei $65^{\circ} 10'$ und eine schwache violette Linie am Ende des Spectrums.

Bei einer Verminderung des Druckes bis auf 6 Mllm. treten noch einige neue Linien hervor, so eine blau grüne, und eine violette, welche noch etwas weiter abgelenkt ist als die vorhin erwähnte.

Gleichzeitig erscheint aber der Hintergrund, auf welchem die Linien sich abheben, nicht mehr ganz dunkel, sondern an einzelnen Stellen schon deutlich continuirlich beleuchtet. Ein solches continuirliches Feld bildet augenscheinlich den Hintergrund, auf welchem die vorher erwähnten drei schwach grünen Linien bei ungefähr 64° hervortreten.

Ohne dafs die Linien verschwinden, treten diese continuirlich beleuchteten Felder bei weiterer Verminderung des Druckes deutlicher hervor, und wenn der Druck nur mehr Bruchtheile eines Millimeters beträgt, hat sich der Hintergrund des Spectrums in ein aus mehreren schön schattirten Feldern bestehendes Spectrum erster Ordnung verwandelt. Die Farbe des Lichtes ist eine grünlichere geworden, und dem entsprechend liegen auch die continuirlich beleuchteten Felder im grünen und blauen.

Die erste sehr schwache gelbliche Partie erscheint eben rechts von $O\alpha$. Von dieser durch einen dunklen Zwischen-

raum getrennt, zeigt sich ein grünes nach links scharf begrenztes, nach rechts allmählich sich abschattirendes Feld unter den bei einem Drucke von 20 Mllm. aufgetretenen gelblich grünen Linien.

Weiterhin erscheint dann rechts von der bei $63^{\circ} 28'$ liegenden hellen grünen Linie und von dieser durch einen dunklen Zwischenraum getrennt ein prächtig grünes aus mehreren schön schattirten Bändern bestehendes Feld. Dasselbe hat Aehnlichkeit mit dem violetten Theile des Stickstoffspectrums, indem die einzelnen Theile desselben nach links hin am hellsten und scharf begrenzt sind, während sie nach rechts hin sich allmählich abschattiren. Das Feld reicht bis zur dritten der oben erwähnten drei schwachen grünen Linien. Es folgt dann ein schön schattirtes blaues Feld, dessen linke Gränze etwa bei $64^{\circ} 56'$ liegt, welches sich in mehr fach schattirten Partien bis in das violette fortsetzt.

Bei fortgesetztem Auspumpen des Gases, wenn der Druck desselben nicht mehr meßbar ist, ändert sich der Charakter des Spectrums plötzlich ganz ähnlich, wie es vorher beim Wasserstoff beschrieben wurde; die continuirlich beleuchteten Felder verschwinden und an deren Stelle oder daneben treten prachthvolle Liniengruppen hervor. Dieselben, ganz scharfe helle Linien auf dunklem Grunde, liegen vorzugsweise im grünen und blauen, entsprechend der blau grünen Farbe des Lichtes, welches die Röhre aussendet.

Mit dem von Plücker beschriebenen und auf Taf. II in den *Philos. Transactions* f. 1865 gezeichneten Spectrum stimmt das Beobachtete nicht überein, indem die Liniengruppen an andern Stellen liegen als die von Plücker angegebene, und indem dort wo Plücker ganze Gruppen von Linien zeichnet, sich nichts oder nur einzelne Linien finden. Das Spectrum zeigt nämlich 5 Gruppen von Linien, von denen die beiden ersten die hellsten und breitesten sind. Die erste dieser Gruppen liegt gerade in der Mitte zwischen den $H\alpha$ und $H\beta$ des Wasserstoffs entsprechenden Stellen und reicht von $63^{\circ} 11'$ bis $63^{\circ} 20'$; Die zweite Gruppe, die

breiteste von allen, reicht von $63^{\circ} 48'$ bis $64^{\circ} 9'$, sie liegt also etwa in der Mitte zwischen der ersten Gruppe und $H\beta$. Die dritte Gruppe hat eine Breite von $6'$, ihre Mitte liegt bei $64^{\circ} 42'$. Auf diese und von ihr durch ein schwach helles Feld getrennt, folgt eine schmale aus 5 Linien bestehende Gruppe, deren rechte Gränze bei $65^{\circ} 4'$ liegt. Die fünfte ganz schmale Gruppe liegt im Beginne des blauen bei $65^{\circ} 40'$. Im violetten erscheinen nur drei Linien bei $66^{\circ} 44'$; $67^{\circ} 2'$; $67^{\circ} 8' 30''$ und dann noch eine ganz schwache Linie bei $67^{\circ} 36'$, welche das Spectrum an der brechbarsten Seite begrenzt.

10.

Die beschriebenen Erscheinungen zeigen sich in der angegebenen Reihenfolge, wenn man durch die mit Sauerstoff gefüllte Spectralröhre den Strom des kleinen Inductionsapparates hindurchgehen läßt; in dem Falle erhält man das zuletzt erwähnte Spectrum, wenn man nach dem Erscheinen des continuirlichen Spectrums die Röhre noch weiter zu evacuiren sucht. Leichter erhielt man das Linienspectrum, wenn man den von Plücker zur Erzeugung der Spectra zweiter Ordnung benutzten Weg einschlägt, wenn man eine Leydner Flasche mit dem Inductionsapparat verbindet. Das continuirliche Spectrum geht dann sofort in das aus den Liniengruppen bestehende Spectrum über.

11.

Das beste Mittel zur Untersuchung der beiden neuen Spectra ist indess die Holtz'sche Maschine, man erhält mit derselben das continuirliche Spectrum ohne die hellen Linien des von Plücker beschriebenen Sauerstoffspectrums und kann damit in schönster Weise unmittelbar anschaulich machen, daß das aus den Linien bestehende Spectrum von dem continuirlichen wesentlich verschieden ist, das heißt, daß letzteres Spectrum anderes Licht aussendet als ersteres.

Läßt man den Strom der Holtz'schen Maschine ohne Auflegen des Condensators durch die mit dem äußerst verdünnten Sauerstoffgas gefüllte Röhre hindurchgehen, so hat

das Licht derselben eine meergrüne Farbe, und im Spectrometer zeigt sich nur das continuirliche Spectrum, ohne scharfe helle Linien. Aufser einem schwachen röthlichen Felde sieht man dann zunächst 4 schöne helle Felder, welche an der weniger brechbaren Seite ganz scharf begränzt und am hellsten sind, nach der brechbarern Seite sich allmählich abschattiren, so dafs man dort die Gränzen nicht scharf bestimmen kann. Für die Lage der weniger brechbaren Gränze ergaben mehrfache Messungen, die nur um Bruchtheile einer Minute von einander differirten, folgende Werthe:

- | | | |
|------|--|-------------|
| I. | Gränze eines gelbgrünen Feldes . . . | 62° 50' 30" |
| II. | " " grünen Feldes | 63 49 00 |
| | Dieses Feld hat die größte Helligkeit | |
| III. | Gränze eines grünblauen Feldes . . . | 64 56 00 |
| | Die Helligkeit dieses Feldes nimmt in dem ersten Viertel ziemlich rasch ab, die folgenden drei Viertel haben fast constante Helligkeit. Die Breite des ganzen Feldes ist etwa 40'. | |
| IV. | Gränze eines blau violetten nach der brechbaren Seite sich schön abschattirenden Feldes | 66 18 40. |

Aufser diesen vier Feldern sieht man noch einige andere weniger helle, die nur zum Theil gemessen werden konnten, zum Theil in ihrer Lage zu den hellsten Feldern geschätzt wurden.

Zwischen dem rothen bei $O\alpha$ liegenden Felde und dem ersten grünen zeigten sich zwei schmale gelblich grüne Streifen etwa bei $62^{\circ} 25'$ und $62^{\circ} 35'$.

Zwischen den oben mit I und II bezeichneten Feldern findet sich etwa von $63^{\circ} 20'$ an ein schwach helles Feld, welches ebenfalls an der weniger brechbaren Seite am hellsten sich nach der brechbarern allmählich abschattirt.

Bei $64^{\circ} 15'$ liegt ein schwach helles streifig schattirtes etwa 10' breites Feld.

Von $65^{\circ} 52'$ bis zu dem hellen Felde IV ist das Ge-

sichtsfeld mit nur wenig nach der brechbarern Seite abnehmenden Helligkeit schwach beleuchtet.

Ein ganz schwach beleuchtetes Feld erscheint dann noch bei $66^{\circ} 54'$; dasselbe ist von geringer Breite.

12.

Legt man den Condensator auf die Holtz'sche Maschine, so geht das continuirliche Spectrum mit einem Schlage in das Linienspectrum über; an vorher ganz dunklen Stellen treten Liniengruppen auf, die hellen Felder zerreissen und es springen z. B. bei dem Felde II. rechts und links von der hellsten Stelle helle Linien hervor, während die hellste Stelle selbst dunkel wird.

Die Farbe des Lichts wird blaugrün.

Die Lage der einzelnen Liniengruppen ist nach mehrfachen gut übereinstimmenden Messungen folgende.

- I. Liniengruppe linke Gränze . $63^{\circ} 11' 20''$
 rechte Gränze . $63^{\circ} 19' 30''$

Die rechte Gränze wird von einer sehr hellen, von der vorhergehenden etwa $3'$ entfernten Linie gebildet.

- II. Liniengruppe linke Gränze . $63^{\circ} 47' 30''$
 Mitte derselben,
 eine sehr helle
 Doppellinie . . $63^{\circ} 58' 00''$
 rechte Gränze . $64^{\circ} 8' 40''$.

Diese Gruppe bildet sich aus dem vorher mit II. bezeichneten grünen Felde; es macht ganz den Eindruck, als wenn die hellste Partie desselben an der linken Gränze zerrissen und in einzelne Linien auseinandergelegt würde.

- III. Gruppe von 6 Linien zwischen $64^{\circ} 37'$ und $64^{\circ} 46'$

die rechte Gränze ist am hellsten.

- IV. Liniengruppe. Dieselbe geht aus der hellsten Stelle des im vorigen §. mit III. bezeichneten Felde hervor, jedoch so, daß die Helligkeit der Linien nach der brechbaren Seite zunimmt, die Helligkeit also umgekehrt vertheilt ist als in dem continuirlich beleuchteten Felde. Die linke Gränze dieser Gruppe ist deshalb nicht ganz scharf zu bestimmen, mehrfache Messungen lieferten zwischen $64^{\circ} 58'$ und 65° liegende Werthe, so daß der Beginn dieser Gruppe nicht mit dem des hellen Feldes zusammenfällt.

Die rechte Gränze liegt bei $65^{\circ} 4' 40''$.

- V. Liniengruppen im blau, drei helle Linien von $65^{\circ} 40' 10''$ bis $65^{\circ} 44'$.
- VI. Das helle Feld, welches ohne Condensator bei $66^{\circ} 18' 40''$ seinen Anfang nimmt, verschwindet beim Auflegen desselben ganz; statt dessen treten rechts und links von dieser Stelle mehrere Linien hervor, die sich jedoch nicht zu Gruppen ordnen, und nicht von großer Helligkeit sind.
- VII. Im violetten Theile des Spectrums finden sich: eine helle violette Linie bei $66^{\circ} 45'$

eine schwach helle Gruppe

6' breit von $67^{\circ} 3'$ bis $67^{\circ} 9'$

eine helle violette Linie bei . $67^{\circ} 36' 30''$.

Läßt man durch die mit dem höchst verdünnten Sauerstoffgas gefüllte Geißler'sche Röhre die Entladungen einer kleinen Leydner Flasche hindurchgehen, so erhält man natürlich ganz dasselbe Spectrum; dasselbe wird mit der stärkern Entladung glänzender, ohne sich im übrigen zu ändern.

Vergleicht man das durch die Holtz'sche Maschine erhaltene Spectrum mit dem in §. 9 beschriebenen durch den Rühmkorff'schen Apparat erzeugten Spectrum, so sieht man sofort, dafs beide identisch sind, wenn auch in Folge der gröfsern Helligkeit in einzelnen Gruppen mit der Holtz'schen Maschine noch einige Linien sichtbar werden, welche dort noch nicht erkennbar waren.

Es ergibt sich somit, dafs hier, wie beim Wasserstoff, sich mit dem Inductionsstrome drei unterschiedene Spectra erzeugen lassen, je nachdem man dem Gase in der Röhre eine gröfsere oder geringere Dichtigkeit gibt. Dafs aber auch diese Verschiedenheit der Spectra lediglich Folge verschiedener Temperatur des Gases ist, das folgt aus den Versuchen mit der Holtz'schen Maschine. Ganz dieselben Ueberlegungen, welche im §. 7 dahin führten das continuirliche Spectrum als das der niedrigen, das aus den Liniengruppen bestehende als das der höchsten Temperatur entsprechende zu erkennen, führen hier zu demselben Ziel. Das continuirliche Spectrum gehört der niedrigsten Temperatur an, obwohl es bei grofser Dichte des Gases sich nicht zeigt, weil es durch die continuirliche Entladung der Holtz'schen Maschine sich ausbildet; das von Plücker beschriebene Spectrum, welches in seinen wesentlichen Theilen bei passender Dichte des Gases sich auch mit dem kleinen Rühmkorff'schen Apparate erzeugen läfst, gehört einer höhern Temperatur an; das zuletzt erwähnte, welches mit dem Rühmkorff'schen Apparate bei der minimalsten Gasdichte und mit den Entladungen der Leydner Flasche erzeugt wird, gehört deshalb der höchsten Temperatur an.

III. Stickstoff.

13.

Zur Untersuchung der Stickstoffspectra wurde die Geißler'sche Röhre mit trockner Luft gefüllt, nachdem, wie schon Plücker angibt, constatirt war, daß trockne Luft dasselbe Spectrum liefert, wie reines Stickgas. Es zeigt sich, wenn Luft in der Geißler'schen Röhre ist, keine Spur der Sauerstofflinien; ebenso hat es hier keine Schwierigkeit das Spectrum frei von Wasserstofflinien zu erhalten, es genügt die Röhre einige Male mit Luft zu füllen, die durch die mit Schwefelsäure gefüllten Kugeln und die mit Phosphorsäure gefüllte Röhre hindurchgestrichen ist.

Bei Anwendung des zu den frühern Versuchen benutzten Inductionsapparates begann der Strom durch die mit Luft gefüllte Röhre eben hindurchzugehen, als der Druck des Gases 94 Mllm. betrug; indess war das Licht noch nicht continuirlich. Ein continuirliches Durchgehen des Stromes trat erst ein als der Gasdruck in der Röhre auf 64 Mllm. vermindert war, indess war auch dann die Lichtstärke noch so gering, daß eine prismatische Untersuchung des Lichtes noch nicht möglich war. Bei einer weitem Verminderung des Druckes nimmt die Helligkeit des Lichtes stetig zu, und bei einem Drucke von 46 Mllm. ist die Lichtstärke zur spectralen Untersuchung ausreichend. Die weniger brechbaren Theile des Spectrums im rothen und gelben sind noch kaum sichtbar, erst vom grün an ist das Spectrum deutlich vorhanden, am schönsten sind die violetten, für das Stickstoffspectrum so charakteristischen Partien.

Erst bei einem Drucke von 30 Mllm. traten im Spectrum auch die rothen und gelben Partien auf, aber noch so schwach, daß sich die streifigen Schattirungen, die Plücker in dem Stickstoffspectrum der ersten Ordnung beschrieben hat, noch nicht oder kaum erkennen lassen. Der grüne Theil des Spectrums mit seiner reichen Schattirung tritt schon mehr hervor, am schönsten ist aber blau und violett,

in welchem die einzelnen Cannelirungen vollständig entwickelt sind.

Bei einer weitem Druckverminderung um 5 Mllm. tritt roth und gelb schon mehr hervor, auch die schönen streifigen Schattirungen des ausgebildeten Stickstoffspectrums sind schon sichtbar. Bei einem Drucke von 18 Mllm. ist dann das Spectrum vollständig entwickelt; es entspricht ganz und gar der Beschreibung, die Plücker von demselben liefert ¹⁾, und das eine mit reinem Stickstoff gefüllte Geißler'sche Spectralröhre zeigt.

Die Helligkeit und Schönheit des Spectrums nimmt bei weiterer Verminderung des Druckes immer mehr zu, bei einem Drucke von 5 Mllm. etwa ist es am brillantesten entwickelt, und bleibt so bis der Druck des Gases weniger als 1 Mllm. beträgt. Erst wenn man den Druck so weit vermindert, daß er sich an der Sprengel'schen Pumpe kaum mehr messen läßt, wird die Helligkeit des Spectrums geringer, und zwar derart, daß die dunklern Theile zuerst erlöschen und schließlicly nur die hellsten Partien sichtbar bleiben. Das Spectrum nähert sich dadurch in seinem Aussehen demjenigen eines Spectrums zweiter Ordnung, ohne daß es jedoch in das Stickstoffspectrum zweiter Ordnung übergeht, da keine neue und helle Linien auftreten.

Mit dem einfachen Rühmkorff'schen Apparate läßt sich somit in einer mit Stickstoff gefüllten Röhre nur ein einziges Spectrum darstellen, eine Verschiedenheit in der Gasdichte ist nur in sofern von Einfluß, daß das Spectrum mehr oder weniger ausgebildet und von geringerer oder größerer Helligkeit erscheint.

Auch bei Anwendung der Holtz'schen Maschine ohne aufgelegten Condensator zeigte sich das Stickstoffspectrum erster Ordnung wie bei dem Inductionsapparate. Mit Anwendung des Condensators oder einer kleinen Leydner Flasche trat das von Plücker beschriebene Spectrum zwei-

1) Plücker und Hittorf, *Philosophical Transactions for* 1865 *London*.



ter Ordnung hervor. Selbst bei der äußersten erreichbaren Verdünnung blieb die Erscheinung ganz ungeändert.

14.

Der Stickstoff liefert somit nur die beiden bekannten Spectra, und es ist nicht möglich ohne Anwendung der Leydner Flasche das erste Spectrum in das zweite überzuführen. Es findet somit ein beträchtlicher Unterschied in dem Verhalten des Wasserstoffs und Sauerstoffs und des Stickstoffs statt. Bei den beiden ersten Gasen kann dieselbe Art der Entladung je nach der Dichtigkeit der in die Röhren eingeschlossenen Gase ganz verschiedene Spectra hervorrufen. Es kann deshalb dort diese Verschiedenheit kaum einen andern Grund haben als die höhere oder niedrigere Temperatur bis zu welcher das eingeschlossene Gas erhitzt ist, und welche, wie im §. 7 erwähnt wurde, durch die verschiedene Dichtigkeit des Gases bedingt ist. Für diese beiden Gase muß man daher annehmen, daß in der That das Emissionsvermögen derselben für Licht mit der Temperatur sich wesentlich ändert. Beim Stickstoff verhält sich die Sache anders. Die durch die verschiedene Gasdichte bedingte Verschiedenheit der Temperatur genügt nicht das Spectrum zu ändern, es ist dazu erforderlich die Art der Entladung zu ändern. Nur der plötzliche Durchtritt größerer Elektricitätsmengen, wie er bei den Versuchen Plückers durch gleichzeitiges Einschalten einer Leydner Flasche in den Kreis des Inductionsstromes oder durch das Hindurchgehen des Entladungsschlages einer Leydner Flasche mit der Holtz'schen Maschine erhalten wird, vermag den Stickstoff in den Zustand überzuführen, daß er das Spectrum der zweiten Ordnung liefert. Man wird deshalb beim Stickstoff in der That von einer allotropen Modification sprechen können ¹⁾, welche das zweite Spectrum liefert, und welche durch die plötzliche Entladung großer Elektricitätsmengen gebildet wird, die aber wieder in die gewöhnliche zurückkehrt, sobald die Temperatur des Gases sich ernie-

1) Plücker und Hittorf a. a. O. p. 11.

drigt. Es ist das allerdings keine Erklärung für die Verschiedenheit im Verhalten des Stickstoffs und der andern Gase, diese kann erst von weitem Versuchen erwartet werden, über welche demnächst berichtet werden soll.

Bonn, August 1868.

II. *Untersuchungen über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren; von August Kundt.*

(Fortsetzung von S. 337 bis 372).

§. 8.

Einfluß der Menge des in die Röhren gestreuten Pulvers auf die Schallgeschwindigkeit.

Bei den Versuchen, die im letzten Paragraphen beschrieben sind, befand sich in den Röhren stets nur wenig Pulver, nur so viel, daß die Figuren möglichst scharf entstanden. Ich hatte mich überzeugt, daß eine *kleine* Schwankung in der Menge des Pulvers keine Aenderung der Wellenlänge bewirkte. *Große* Mengen von eingestreutem Pulver hatten, wie ich bald erkannte, einen merklichen Einfluß. Um die Größe dieses Einflusses genauer kennen zu lernen, wurde auf der einen Seite des Doppelapparats immer dasselbe Rohr mit der gleichen Menge Lycopodium, welches möglichst gleichmäßig auf dem Boden des Rohres vertheilt wurde, angebracht, und an die andere Seite dann nacheinander die verschiedenen Röhren befestigt und in jedes derselben nacheinander verschiedene Mengen Pulver geschüttet. Das Pulver wurde auf dem Boden der Röhren immer möglichst gleichmäßig vertheilt.

Die zu benutzenden Mengen Pulver, zunächst nur Lycopodium, wurden abgewogen und in der folgenden Tabelle X sind die Gewichte des benutzten Pulvers in Grammen in der dritten Verticalcolumnne angegeben. Die zweite

Verticalcolumnne enthält die Durchmesser der Röhren in denen die Menge des Pulvers variirt wurde; die vierte, mit $\frac{1}{2}l'$ überschrieben, giebt die halbe Wellenlänge in dem untersuchten Rohr. In der fünften Columnne, überschrieben mit $\frac{1}{2}l$, ist die halbe Wellenlänge in dem constanten Vergleichsrohr angegeben. Der Durchmesser dieses Vergleichs- oder Normalrohres ist 13^m,0; es ist eine der Röhren, die oben mit No. 3 bezeichnet sind.

In diesem Rohr befanden sich bei jedem Versuch 0^{gr},02 Lycopodium. In der $\frac{e'}{l}$ überschriebenen Reihe sind wie in den früheren Tabellen die Schallgeschwindigkeiten gegeben, diejenige des Normalrohres = 1 gesetzt.

Um die Abweichungen dieser Zahlen ihrem absoluten Werthe nach in Metern besser übersehen zu können, ist wieder wie oben für v in dem *weitesten Rohr* und zwar hier bei der *geringsten Menge Lycopodium* 332,8 Met. angenommen, und sind darnach die absoluten Werthe von v in den anderen Röhren berechnet. Diese Zahlen befinden sich in der siebenten Verticalreihe der folgenden Tabelle.

Tabelle X.

Einfluss der Pulvermenge auf die Schallgeschwindigkeit in Röhren von verschiedenem Durchmesser.

No. des Versuches	Durchmesser des Rohrs	Menge des Lycopodiums	$\frac{1}{2} l'$	$\frac{1}{2} l$ Normalrohre 0,02 Lycop.	$\frac{l'}{l}$	Mittel	Geschwindigkeit, die des weitesten $R = 332,8$	Bemerkungen
99	6,5 ^{mm}	Spur	45,60 ^{mm}	45,73	0,99716}	0,99672	328,33 ^{met}	*) Schon so viel Lycopod., dass die Figuren nicht mehr scharf entstanden.
100	»	»	45,58	45,75	0,99628}	0,99455	327,61	
101	»	0,02 ^{gm}	45,57	45,82	0,99455}	0,98253}	323,76 *)	
102	»	0,10	45,00	45,80	0,98253}	0,98317}		
103	»	»	44,98	45,75	0,98317}	0,96917}		
104	»	0,30	44,32	45,73	0,96917}	0,97058	319,72	
105	»	»	44,43	45,71	0,97199}			
66	13,0 ^{mm}	0,001	45,90	45,64	1,00570}	1,00296	330,38	*) desgleichen
69	»	»	45,87	45,86	1,00022}	0,99847	328,90	
60	»	0,02	45,50	45,69	0,99584}	0,99872	328,33 *)	
61	»	»	45,80	45,75	1,00109}	0,98397	324,13	
62	»	0,10	45,53	45,60	0,99847}			
63	»	»	45,51	45,74	0,99497}			
64	»	0,50	44,84	45,49	0,98572}			
65	»	»	44,75	45,56	0,98222}			

T a b e l l e X.
(Fortsetzung).

No. des Versuches	Durchmesser des Rohrs	Menge des Lycopodiums	$\frac{1}{2} l'$	$\frac{1}{2} l$ Normalrohre 0,5r, 0,2 Lycop.	$\frac{l}{l'}$	Mittel	Geschwindigkeit; die des weitesten $R = 332,8$	Bemerkungen
75	26,0 ^{mm}	0,02 ^{gmm}	46,21 ^{mm}	45,76	1,00983	1,01105	332,87 ^{met}	
78	"	"	46,21	45,65	1,01227			
74	"	0,10	46,21	45,74	1,01028	1,01072	332,94	
79	"	"	46,19	45,68	1,01117			
76	"	1,0	46,18	45,80	1,00830	1,00722	331,79 [*]	
77	"	"	45,93	45,65	1,00613			
106	55,0	0,2	46,20	45,62	1,01271	1,01029	332,80	
107	"	"	46,11	45,75	1,00787			
108	"	0,5	46,16	45,77	1,00852	1,00951	332,54 [*]	
109	"	"	46,17	45,69	1,01051			
110	"	10,0	46,04	45,77	1,00590	1,00645	331,53	
111	"	"	46,06	45,74	1,00700			

*) desgleichen

*) desgleichen

Aus den vorstehenden Versuchen ergibt sich, *dafs in den weiten Röhren ($d = 55^{\text{mm}}, 0$; $d = 26^{\text{mm}}, 0$) ein Einfluß der Pulvermenge kaum bemerklich ist*; nur wenn die Masse des Pulvers so bedeutend ist (2,0, 0,5 und 1,0 Grm.), *dafs der ganze Boden der Röhren dick bedeckt ist*, tritt eine kleine, *indefs kaum die Beobachtungsfehler überschreitende Verringerung der Geschwindigkeit ein*. *In den engern Röhren ($d = 13^{\text{mm}}, 0$ und $d = 6^{\text{mm}}, 5$) nimmt mit zunehmender Menge die Schallgeschwindigkeit sehr merklich ab*. In dem 13^{mm} weiten Rohr fällt sie von 330,38 auf 324,13 im $6,5^{\text{mm}}$ weiten Rohr von 328,33 auf 319,72 Meter.

Da, wo sich eine *bedeutende Verringerung der Schallgeschwindigkeit zeigt*, ist *indefs die Pulvermenge immer schon so groß, dafs die Figuren nicht mehr scharf gebildet werden*. In den weiteren Röhren waren bei noch größeren Mengen von Pulver keine zum Messen geeignete Figuren mehr zu erhalten.

Der Einfluß des Pulvers, der durch die mitgetheilten Zahlen constatirt ist, wäre für die Anwendbarkeit der Methode sehr lästig, wenn nicht günstiger Weise derselbe für die benutzte Wellenlänge bei einem Rohrdurchmesser von 26^{mm} unmerklich würde. Man könnte *indefs meinen, dafs die Resultate des §. 7, — Verringerung der Schallgeschwindigkeit mit Abnahme des Röhrendurchmessers — lediglich dadurch bedingt seyn, dafs in den engeren Röhren verhältnismäßig zu viel Pulver enthalten war, und somit das Pulver die eigentliche Ursache der Verkürzung der Wellenlänge sey, und nicht die geringere Röhrenweite*. — Stellt man aber aus der Tabelle X die Versuche zusammen, bei denen in den verschiedenen Röhren die geringsten Mengen Pulver angewandt sind, bei denen also die Wirkung des Pulvers selbst in den engsten Röhren nur eine außerordentlich geringe seyn kann, da es fast nur einzelne Körnchen sind, die die Figuren bilden, so bleibt doch ein sehr merklicher Einfluß des Röhrendurchmessers erkenntlich.

Es sind die Geschwindigkeiten, bei den geringsten Mengen Pulver in den verschiedenen Röhren, die folgenden:

Tabelle XI.

Durchmesser des Rohres	Geschwindigkeit	
	die im Normalrohr = 1	die dem weitesten = 332,8
55,0 ^{mm}	1,01029	332,80 ^{met}
26,0	1,01105	332,87
13,0	1,00296	330,38
6,5	9,99672	328,33

In Tab. V sind für dieselben Röhren folgende Geschwindigkeiten gefunden:

332,80 Met.

332,66

329,88

326,14.

Die beiden letzten Geschwindigkeiten sind um etwas geringer als in Tab. XI. So klein der Unterschied ist, glaube ich doch nicht, daß derselbe lediglich auf Beobachtungsfehler zu schieben ist. In den beiden engeren Röhren ist in den Versuchen der Tab. V etwas mehr *Lycopodium* gewesen, als die geringsten Mengen der Tab. X, da bei etwas größerer Pulvermenge die Figuren sich schärfer ausbilden. Ganz klar tritt aber in den Versuchen außer dem Einfluß der Pulvermenge, auch wieder der der Röhrenweite hervor ¹⁾.

In der engsten, der bei den frühern Versuchen benutzten Röhre, die einem Durchmesser von 3^{mm},5 hat, habe ich keine Versuche mit verschiedenen Pulvermengen ausgeführt, da bei irgend größeren Massen *Lycopodium* die Figuren

1) Ich habe in neuester Zeit im Laboratorium des Polytechnikums in Zürich Versuche veranlaßt über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren nach einer Methode, bei der überhaupt kein Pulver benutzt wurde. Die Versuche, die demnächst veröffentlicht werden, haben den Einfluß der Röhrenweite völlig bestätigt.

gar zu unregelmäßig wurden. Mit verschiedenen Tonhöhen habe ich zwar Versuche angestellt, will sie indess nicht speciell mittheilen. Die obigen Versuche lassen den Sinn und die ungefähre Gröfse des Einflusses des Pulvers genugsam erkennen, und schärfere Gesetze über die Gröfse des Einflusses dürften sich kaum ermitteln lassen, da, wie wir später besprechen werden, die Art wie das Pulver verzögernd wirkt, wahrscheinlich eine ziemlich complicirte ist.

Wenn, wie wir gesehen, die Menge des Pulvers von Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit ist, so lässt sich vermuthen, dass auch die Beschaffenheit des Pulvers, sein specifisches Gewicht, die Feinheit seiner Vertheilung u.s.w. einigen Einfluss ausüben könne. Der folgende Paragraph enthält eine kurze Besprechung dieser Umstände.

§. 9.

Einfluss der verschiedenen Beschaffenheit der benutzten Pulver auf die Schallgeschwindigkeit der Luft.

Das Resultat der in dieser Richtung angestellten Versuche ist in Kurzem das Folgende.

Pulver die keinen sehr verschiedenen Grad der Kleinheit der einzelnen Theilchen besitzen, üben *keinen merklich* verschiedenen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit aus.

Ich habe feinen Quarzsand und sogenannten Hammer Schlag (Eisenoxydoxydul) mit Lycopodium in Bezug auf die Verringerung der Schallgeschwindigkeit verglichen. In dem Normalrohr befand sich 0,02 Grm. Lycopodium, es wurde in das ebenso weite Rohr auf der andern Seite ein gleiches Volumen der andern Pulver nach einander gebracht. Das Gewicht dieses Volumens betrug bei Sand 0,1 Grm., bei Eisenoxydoxydul 0,08 Grm., war also im ersten Fall das 5fache, im zweiten das 4fache des gleichen Volumens Lycopodium. *Es zeigte sich kein merklicher Unterschied der Wellenlänge in den Röhren auf beiden Seiten.*

Gleiche Versuche sind mit Röhren von anderen Durchmesser angestellt und haben das gleiche Resultat gegeben. Ich habe noch einige andere Pulver angewandt ohne

indefs eine verschiedene Wirkung auf die Schallgeschwindigkeit zu erkennen. Nur sehr feine Kieselsäure, die aus Kieselfluorsiliciumgas ausgeschieden ist, wie ich sie zur Hervorbringung von Klangfiguren in Orgelpfeifen benutzt habe ¹⁾, zeigte eine merklich größere Wirkung auf die Schallgeschwindigkeit als gleiche Mengen der andern Pulver. Diese Kieselsäure verhält sich aber in den Röhren auch ganz anders als die andern Pulver. Indem sie stark aufwirbelt, bildet sie die früher von mir beschriebenen Schichten (a. a. O. S. 338), die sich häufig gleich einzelnen Membranen durch den Querschnitt der Röhre ziehen. Kieselsäure ist daher, da außerdem noch die eigentlichen Knotenpunkte sich mit derselben nicht sehr scharf markiren, und sich hauptsächlich nur jene Rippungen bilden, für Messungen nicht wohl anwendbar. In der folgenden kleinen Tabelle gebe ich die mit den Röhren No. 3 (Durchmesser = 13^{mm}) angestellten Versuche. Nach dem Bisherigen werden die Bezeichnungen über der Tabelle ohne Weiteres verständlich seyn.

Tabelle XII.

Einfluß der Beschaffenheit des Pulvers auf die Schallgeschwindigkeit.

No. des Versuchs	Pulver	$\frac{l'}{2}$	Pulvermenge im Normalrohr	$\frac{l}{2}$ im Normalrohr	$\frac{l'}{l}$	Schallgeschwindigkeit diejenige des Normalrohrs = 329,9 ²⁾
68	0,1 ^{grm} Sand	45,59	0,02 ^{grm} Lycopod.	45,79	0,99564	328,44 ^{met}
70	"	45,83	"	45,73	1,00221	330,62
71	"	45,70	"	45,67	1,00068	330,11
72	0,8 ^{grm}	45,71	"	45,67	1,00090	330,19
73	Eisenoxyd-oxydul	45,78	"	45,71	1,00155	330,40
40	Kieselsäure.	44,20	"	45,46	0,97228	320,75
41	so viel, daß die Figuren gut entstanden	43,97	"	45,29	0,97088	320,29
42	Viel Kieselsäure	44,08	Wenig Kiesels.	44,92		

1) Diese Annalen CXXVIII, 357.

2) cf. Tabelle IX wo für das Normalrohr 329,88 gefunden ist.

Man sieht, daß die Schallgeschwindigkeit bei Sand und Eisenoxydoxydul dieselbe ist wie im Normalrohr, bei Kieselsäure um etwa 10 Meter geringer. Es ist außerdem noch Versuch 42 hinzugefügt, der erkennen läßt, daß eine größere Menge Kieselsäure noch merklich die Wellenlänge verkürzt.

§. 10.

Einfluß der Beschaffenheit der inneren Röhrenwand auf die Schallgeschwindigkeit.

Es ist bereits oben gesagt, daß eine Vermehrung oder Verminderung der Glasdicke der Röhrenwand ohne Einfluß auf die Wellenlängen und somit auf die Schallgeschwindigkeit ist, es könnte indessen die Materie, aus der die Röhre besteht, einigen Einfluß üben. Da man nun aber nicht gut andere als Glasröhren anwenden kann, so blieb kein anderer Weg, als die Innenseite der Glasröhren zum größten Theil mit andern Substanzen auszukleiden, so daß oben ein Schlitz frei blieb, durch den hindurch die Staubfiguren gesehen und gemessen werden konnten. Es ist indessen, besonders in den engeren Röhren, fast unmöglich, die inneren Bekleidungen ganz fest an die Glaswände anzukleben oder zu befestigen.

Ich habe eine sehr große Anzahl Versuche angestellt, bei denen in die Glasröhren enganliegende Wände eingeschoben waren, will indess hier nur ganz kurz die allgemeinen Resultate geben.

Die Versuche stimmten zwar im Ganzen ziemlich unter einander, indess waren scharfe Unterschiede der Wirkung der verschiedenen eingeschobenen Wände schwer festzustellen. Es wurden in die Glasröhren cylindrisch gebogene Metallwände, polirte und rauhe, und Papierwände, sowohl schwarze wie weiße eingeschoben. Es wurde auch in den weiteren Röhren der größte Theil der Wand bis auf einen freibleibenden Längsschnitt geschwärzt u.s.w.

Das Resultat war: *In den weiten Röhren ($d = 26^{\text{mm}}$ und $d = 55^{\text{mm}}$) ist ein Einfluß einer eingeschobenen Wand nicht*

merklich, ein Schwärzen der Wand läßt ebenfalls die Schallgeschwindigkeit ungeändert.

In der folgenden kleinen Tabelle gebe ich einige Versuche mit den Röhren No. 2 ($d = 26$ Met.). Eins der Rohre diente als Normalrohr, in das andere wurden die verschiedenen Wände eingeschoben.

Tabelle XIII.

(Röhren No. 2. $d = 26^{\text{mm}}$)

No. des Versuchs	$\frac{l'}{2}$	$\frac{C}{2}$
	Geschwärzte Glaswand	Glaswand
84	46,14	46,14
85	46,09	46,13
	Papierhülse eingelegt	"
86	46,15	46,10
	Geschwärztes Messingblech	"
87	46,13	46,00
	Blankes Messingblech	"
91	45,89	46,08
92	45,91	46,02

Man sieht, es ist keine deutlich hervortretende Aenderung der Wellenlänge vorhanden. Ebenso wenig zeigte sich eine solche in Rohr No. 1 ($d = 55$ Met.). Bei Rohr No. 3 dagegen zeigte sich, daß eine eingeschobene Papier- oder Metallhülse, ein starkes Rauhmachen der Wand durch Rufs, der mit Alkohol zu einem Brei angerührt, eingetragen wurde, die Wellenlänge ziemlich beträchtlich verkürzte. Und zwar im Allgemeinen, je rauher die Oberfläche der eingeschobenen Wand war, je weniger dieselbe die Röhre berührte, je mehr Oberfläche sie überhaupt der bewegten Luft bot, um so bedeutender war die Verkürzung. Die Versuche lassen das Gesagte im Allgemeinen sehr bestimmt erkennen, sind aber im einzelnen ziemlich ungenau und

nicht sehr scharf. Ich will nur die Zahlen für die Wirkung einer möglichst eng und fest anliegenden Messingwand und Papierwand angeben, die die Verkürzung schon sehr deutlich zeigen.

Tabelle XIV.

(Röhren No. 3 $d = 13,0\text{mm}$)

No. des Versuches	$\frac{l'}{2}$	$\frac{l}{2}$
	in eingeschobener Messingröhre	im Normalrohr (Glaswand.)
89	45,15 ^{mm}	45,96 ^{mm}
90	45,02	45,78
	$\frac{l'}{2}$	$\frac{l}{2}$
	in eingeschobener Papierröhre	
93	44,75	45,83
94	45,03	45,78

War die eingeschobene Wand recht rauh und berührte die Glaswand nicht sehr genau, so war die Verkürzung noch um 0,5^{mm} bis 0,7^{mm} gröfser.

Wurde eine aufgeschlitzte Glasröhre statt der Papierhülse hineingeschoben, so trat ebenfalls eine Verkürzung der Wellenlänge ein, die aber bedeutender war, als es der einfachen Verringerung des Querschnitts entsprach.

In dem engen Rohr No. 4 ($d = 6,5$) war die Wirkung eingeschobener Metall- oder Papierwände noch bedeutender. Die Wellenlänge sank im Mittel von 45,3 auf 43^{mm},5 und wenn die eingeschobene Wand recht rauh war, noch um einige Zehntel weiter.

Da ich von den Versuchen in dieser Richtung manche Aufklärung erwartete, so habe ich dieselben sehr oft und mannigfach abgeändert angestellt, es ist mir aber bisher nichts weiter gelungen, als das allgemeine Resultat festzustellen, *dafs in Röhren, deren Durchmesser wenigstens gleich der Viertelwelle des durchgeführten Tones ist, eine Aenderung der Wellenlänge, also Aenderung der Schallgeschwin-*

digkeit nicht eintritt, wenn die physikalische Beschaffenheit der inneren Röhrenwand geändert wird, daß dagegen bei engeren Röhren die Schallgeschwindigkeit abnimmt, wenn die Rauigkeit der Wand zunimmt, oder durch eingescho-bene Röhrenwände die Oberfläche vergrößert wird.

Diese Abnahme der Schallgeschwindigkeit ist größer, als sie der einfachen Verringerung des Querschnitts der Röhre durch die eingeschobenen Wände entspricht; die Abnahme kann 20 bis 25 Meter des absoluten Werthes der Schallgeschwindigkeit betragen.

§. 11.

Die Intensität des Tones ist ohne Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit.

Man hat bisher angenommen, daß sich starke und schwache Töne mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen. Da ich in Röhren die oben behandelten Aenderungen der Schallgeschwindigkeit beobachtet hatte, so durfte ich nicht ohne Weiteres diese gleiche Geschwindigkeit auch in Röhren annehmen. Es zeigte sich indess, wenn die Staubwellen einmal durch einen ganz schwachen Ton des erregenden Rohres erzeugt wurden, so daß sie nur eben sichtbar waren und gleich darauf durch einen möglichst intensiven Ton keine merkbare Verschiedenheit der Wellenlänge. Wenn eine solche besteht, so liegt dieselbe innerhalb der Fehlergränzen der Methode. In ganz engen Röhren würde sie sich gewiß am ersten geltend machen, aber in diesen sind auch gerade die Fehlergränzen für die benutzten Töne am weitesten. Jedenfalls ist der Einfluß der verschiedenen Intensität unbedeutend.

§. 12.

Einfluß der Tonhöhe auf die Schallgeschwindigkeit in Röhren.

Im §. 7 ist bereits gezeigt, daß für verschieden hohe Töne die Schallgeschwindigkeit in denjenigen Röhren, die überall einen Einfluß auf die Wellenlänge ausüben, verschieden ist, und zwar pflanzen sich in solchen Röhren hohe

Töne schneller fort als tiefe. Die Verminderung der Schallgeschwindigkeit ist bei den obigen Versuchen ungefähr der Wellenlänge proportional. Es ist daher anzunehmen und habe ich mich experimentell auch davon überzeugt, daß der Röhrendurchmesser, bei dem die Wirkung der Röhre überhaupt anfängt merklich zu werden, abhängt von der Wellenlänge des Tones. Je tiefer mithin der Ton, desto weiter wird man eine Röhre wählen müssen, wenn sie die Wellenlänge nicht mehr beeinflussen soll.

Ebenso wie der Einfluß des Durchmessers zunimmt mit der Wellenlänge, ebenso wächst, wie ich mich durch Versuche überzeugt, die ich indess nicht speciell aufführen will, unter gleichen übrigen Umständen der Fehler, der durch die Menge des *Lycopodium* hervorgebracht wird und der durch die eingeschobenen Röhrenwände verursachte mit der Wellenlänge des angewandten Tones.

§. 13.

Die Größe der gemessenen Wellen bleibt ungeändert, ob der ganze Querschnitt gestossen wird oder ob die Erregung von einem Punkte ausgeht.

Bei allen obigen Versuchen sind die verschiedenen Röhren an die krummen Arme des Apparates bei *k* oder *l* angebracht, in der Art, wie aus Fig. 4 Taf. IV ersichtlich. Es wird also in den weiteren Röhren der Ton nur in einem kleinen Theil des Querschnittes erregt. Dadurch wird freilich die erste halbe Welle geändert, es läßt sich indess zeigen, daß die Art der Erregung für die Länge der übrigen Wellen völlig ohne Bedeutung ist.

Das tönende Rohr wurde zu dem Ende aus dem Apparate herausgenommen, auf der einen Seite mit einem grösseren, in das 55^{mm} weite Rohr passenden Kork versehen, auf der anderen mit einem kleinen in das 13^{mm} weite Rohr passenden. Die Anordnung ist aus Fig. 6, Taf. IV ersichtlich.

Beim Tönen wurden so beide ganze Querschnitte erregt.

Die folgenden zwei Versuche geben die Wellenlängen in dem weiteren und engeren Rohr:

No. des Versuches	Rohr No. 1 ($d=55\text{mm}$)	Rohr No. 3 ($d=13\text{mm}$)	
	$\frac{1}{2}l'$	$\frac{1}{2}l$	$\frac{l}{l'}$
142	47,35	47,05	1,0062
143	47,41	47,04	1,0089

Man sieht, das Verhältniß der Wellenlängen ist nahe das, welches oben Tab. V, Versuch 95 und 96 für beide Röhren angegeben wurde.

Es wurde sodann versucht, ob es von Einfluß sey, wenn der Ton, bevor er in ein weiteres Rohr eintrete, schon durch ein engeres gegangen sey, in welchem seine Wellenlänge verkürzt worden. Zu dem Zweck wurden zunächst zur Kontrolle die beiden Rohre No. 2 ($d=26$) direkt über das tönende Rohr geschoben, wie in Fig. 7 Taf. IV, das Ende A, und einige Versuche gemacht, sodann wurde über das eine Ende des Rohrs ein Rohr mit dem krummen Arm geschoben, wie in dem ursprünglichen Apparat, so daß nun der Apparat vorgerichtet war, wie aus Fig. 7 ersichtlich.

Die Resultate von je zwei Versuchen nach den verschiedenen Methoden sind in der folgenden Tabelle gegeben; es zeigt sich, daß auf der Seite, wo der Schall durch das krumme engere Rohr gegangen, die Wellenlänge genau dieselbe ist wie auf der andern.

Tabelle XV.

No. des Versuchs	$\frac{l}{2}$ der einen Seite	$\frac{l}{2}$ der andern Seite
	(beide Seiten direkt erregt)	
144	47,90 ^{mm}	48,04
145	47,98	47,95
	direkt erregt	Ton erst durch das enge Rohr gegangen
146	47,67	46,67
147	47,54	47,63

Ich liefs endlich, um die Wellenlänge vor dem Eintritt in ein weites Rohr recht stark zu verkürzen, den Ton erst durch ein $2\frac{1}{2}$ Zoll langes, nur 7^{mm} weites Rohr gehen und dann in ein weites, in dem die Wellen gemessen wurden. Die Anordnung ist schematisch in Fig. 8 Taf. IV gezeichnet.

Es ergab sich für das direkt gestofsene Rohr, $d = 26^{\text{mm}}$,

$$\frac{1}{2}l = 47,93,$$

für dasjenige, bei dem der Ton erst durch das enge Rohr gegangen war, d ebenfalls $= 26^{\text{mm}}$

$$\frac{1}{2}l = 47,96.$$

Es ist also durchaus kein Unterschied vorhanden.

Mithin ist erstens die Art, wie der Ton in die Röhren eintritt, ganz ohne Einfluss auf die Wellenlänge, nur darf man die der Eintrittsstelle des Tones zunächst liegende erste oder ersten Wellen, die immer eine etwas andere Länge haben, nicht mit in Rechnung ziehen.

Sodann ist es für die Gröfse der Wellenlänge eines bestimmten Tones in einem Rohr gleichgültig, ob der Ton schon durch ein Rohr gegangen, in dem seine Wellenlänge wesentlich verkürzt worden.

Man kann also ganz allgemein sagen: *in einem Rohr von irgendwie variablem Durchmesser, ändert sich die Wellenlänge, mithin die Schallgeschwindigkeit, von Stelle zu Stelle mit dem Durchmesser.*

§. 14.

Wie sind die beobachteten Aenderungen der Schallgeschwindigkeit zu erklären?

Zunächst geht aus der Gesamtheit der mitgetheilten Versuche hervor, dafs trotz des Einflusses des Röhrendurchmessers, des Pulvers etc. etc., die Dimensionen des Apparates und die Bedingungen so gewählt werden können, dafs alle jene Fehlerquellen von verschwindender Bedeutung sind. Die Methode wird also trotzdem in Zukunft für genaue Bestimmungen der Schallgeschwindigkeiten der verschiedenen Gase verwerthet werden können, vorausgesetzt, dafs nicht die Röhren auf die verschiedenen Gase einen specifisch verschiedenen Einfluss ausüben, was kaum anzunehmen ist.

In Bezug auf die Erklärung der Verkürzung der Schallgeschwindigkeit in Röhren habe ich in der ersten Veröffentlichung meiner Versuche¹⁾ angegeben, daß sich für dieselbe anscheinend zwei Wege böten.

Einmal könne die Reibung die Schallgeschwindigkeit verringern. Ich habe a. a. O. gesagt, daß es theoretisch unwahrscheinlich sey, daß in einer Röhre die Schallgeschwindigkeit durch Reibung merklich modificirt werden könne, ein Resultat zu dem für den freien Raum Hr. Stefan²⁾ durch mathematische Behandlung gelangt. — Indessen hat, wie mir später bekannt wurde, Helmholtz³⁾ bereits im Jahre 1863 nachgewiesen, daß die Reibung in einer Röhre die Schallgeschwindigkeit verringere und seine Formel für die Geschwindigkeit mit Berücksichtigung der Reibung auf einige Versuche von Zamminer angewandt. Es sind indessen die von mir gefundenen Abweichungen der Schallgeschwindigkeiten *wesentlich* größer als sie sich nach der Formel von Helmholtz für meine Versuche berechnen würden.

Wenn also die Reibung auch zweifellos eine der Ursachen ist, die in Röhren die Schallgeschwindigkeit verzögern, so kann sie nicht wohl die einzige seyn.

Ich hatte a. a. O. als zweite Möglichkeit aufgestellt, daß ein Wärmeaustausch der tönenden Luft und der umschließenden Wand stattfindet. *Wenn während einer Verdichtung der Luft ein Theil von der Wärme, die durch die Verdichtung erzeugt ist, an die Wand abgegeben, andererseits während einer Verdünnung die verbrauchte Wärme zum Theil von der Wand ersetzt wird, so wird die erzeugte und verbrauchte Wärme nicht vollständig, wie man nach Laplace annimmt, zur Beschleunigung des Schalles gebraucht. Die Schallgeschwindigkeit muß daher kleiner werden. Der Factor, den Laplace in die Schallgeschwindigkeitsformel*

1) Berichte der Berliner Academie. December 1867.

2) Sitzungsberichte d. Wien. Acad. Bd. 54 (1866).

3) Verhandlungen des natur-historisch-medicinischen Vereins zu Heidelberg vom Jahre 1863. Bd. III, S. 16.

eingeführt hat, entspricht mit andern Worten nicht mehr $\frac{c}{c'} = 1,41$, sondern wird, indem Wärme ausgetauscht wird, kleiner. Würde alle erzeugte und verbrauchte Wärme abgegeben und ersetzt, so wäre $k = 1$ zu setzen, d. h. die Schallgeschwindigkeit von 332,2 auf 280 Meter — den Newton'schen Werth — gesunken. Eine Abnahme um die Hälfte ist wirklich in den Versuchen erreicht.

Schon Dulong erwähnt, wie oben in der Einleitung angegeben, die Möglichkeit eines Wärmeaustausches, verwirft einen solchen aber als Erklärungsprincip, aus einem indess nicht stichhaltigen Grunde.

Wenn ein Wärmeaustausch stattfindet, so muß derselbe, wie leicht einzusehen, die Schallgeschwindigkeit um so mehr verringern, je enger die Röhre ist, da mit abnehmendem Durchmesser das Verhältniß der Wärme austauschenden Oberfläche zu dem Volumen der Luft zunimmt.

Es muß ferner die Schallgeschwindigkeit um so mehr abnehmen, je größer die Wellenlänge des benutzten Tones ist, da damit die Zeit für den Wärmeaustausch während einer Verdichtung oder Verdünnung wächst.

Dafs sodann die Verkürzung der Geschwindigkeit zunimmt, wenn die Wand rauh gemacht wird, oder andere rauhere, nicht eng anliegende Hülzen in die Röhren geschoben werden, ist ebenfalls leicht erklärlich, da durch die erwähnten Umstände die Oberfläche, die den Wärmeaustausch vermittelt, im Verhältniß zum Volumen der Luft wächst.

Das eingestreute Pulver könnte schon dadurch verzögernd auf die Schallgeschwindigkeit wirken, dafs es, indem es wenigstens theilweis in der Luft vertheilt ist, die zu bewegende Masse vergrößert, ohne zugleich die bewegende Kraft, die Elasticität der Luft, zu vermehren. Betrachtet man indess die oben mitgetheilten Versuche über den Einfluß des Pulvers genauer, so überzeugt man sich bald, dafs die so eben gemachte Annahme nicht ausreicht. Es würde zu lang seyn, dieß durch genaue Berechnungen der Versuche nachzuweisen, indess lehrt schon eine oberflächliche

Betrachtung der Zahlen, daß die Resultate in den verschiedenen weiten Röhren sich von diesem Gesichtspunkt aus schwer verstehen lassen. Mag immerhin das Pulver als einfach die Masse der Luft beschwerender Körper wirken, so muß dasselbe doch auch, wenn man einen Wärmeaustausch annimmt, die Vermittelung eines solchen sehr begünstigen. — Diese Wirkung wird um so hervortretender seyn, je enger die Röhren sind, und je besser sich das Pulver beim Tönen in der Luft vertheilt. Aus dem letzten Grunde wirkt die sehr feine Kieselsäure, die sich beim Tönen durch den ganzen Querschnitt verbreitet, so energisch verkürzend auf die Schallgeschwindigkeit.

Wie man sieht, werden also durch einen Wärmeaustausch die Resultate der Versuche genügend erklärt. Es ist dabei natürlich die Reibung immer gleichzeitig wirksam, und zwar wirkt diese unter allen Umständen in demselben Sinne wie ein Wärmeaustausch. Wie wir uns denken sollen, daß ein solcher vor sich geht, darüber möchte ich mir zur Zeit kein Urtheil erlauben.¹⁾ Nur bemerken will ich noch, daß die Temperaturänderungen in tönenden Luftsäulen durchaus der Art sind, daß ein solcher Austausch möglich scheint. Ich habe vor Kurzem einen kleinen Apparat beschrieben²⁾ mit dem das Maximum der Verdichtung oder Verdünnung in einer tönenden Luftsäule gemessen werden kann. Es hat sich ergeben, daß die Druckänderungen beim Tönen bis nahe 2 Fufs Wasserdruck betragen können. Solchen Druckänderungen entsprechen aber schon ziemlich bedeutende Temperaturänderungen.

Den Wärmeaustausch durch thermische Apparate nachzuweisen, ist mir bisher nicht genügend gelungen.

1) Der Wärmeaustausch könnte wohl nur durch gleichzeitige Leitung und Strahlung vermittelt seyn. Beachtenswerth bleibt, daß die Gase, die ein größeres Strahlungs- und Absorptionsvermögen besitzen, wie CO_2 und C_4H_4 , einen sehr kleinen Werth von k ergeben (cf. Dulong a. a. O.). Es scheint nicht unwahrscheinlich, daß der kleine Werth von k für diese Gase, d. h. ihre zu kleine Schallgeschwindigkeit, bedingt ist durch einen in Folge der bessern Absorption und Emission bedeutenden Wärmeaustausch.

2) Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 563 bis 568.

Als wesentliche Stütze und als Beweis der aufgestellten Ansicht kann es wohl gelten, daß Hr. Kirchhoff bei einer theoretischen Behandlung der Schallbewegung unter Annahme einer stattfindenden Wärmeleitung, die zugleich neben der Reibung stattfindet, zu Resultaten gelangt ist, die qualitativ mit den Resultaten der Versuche in Uebereinstimmung sind. Ueber die absolute Gröfse der Verringerung läßt sich aus der hergeleiteten Formel nichts Bestimmtes sagen, da Coëfficienten in derselben enthalten sind, deren Gröfse nicht hinreichend bekannt ist. Der Einfluss der Wärmeleitung muß indess wenigstens von derselben Ordnung seyn, wie der der Reibung.

Indess macht Hr. Kirchhoff darauf aufmerksam, daß quantitativ eine Differenz zwischen der Theorie und den Versuchen bestehe, indem nach jener die Abnahme der Schallgeschwindigkeit dem Radius der Röhre umgekehrt proportional seyn müsse, während die Versuche eine viel schnellere Abnahme zeigen.

Hr. Kirchhoff deutet darauf hin, daß die von mir benutzten Töne nicht einfache, sondern von Obertönen begleitete seyen, ein Umstand, der für diesen Mangel an Uebereinstimmung vielleicht von Bedeutung sey. Indess möchte ich bemerken, daß die Abweichung von der Formel einmal hauptsächlich bei den weiten Röhren und bei den ganz engen stattfindet. Bei ersteren kann keine Uebereinstimmung erwartet werden, da hier die Beobachtungsfehler das Gesetz am meisten verdecken müssen und bei den engen Röhren kann immerhin das Pulver von einigem Einfluss seyn. Hauptsächlich um hierüber zur Gewißheit zu gelangen, habe ich, wie bereits oben erwähnt, neue Versuche mit andern Tonquellen veranlaßt, die ihrer Zeit veröffentlicht werden sollen.

Es bleibt nun noch eine kurze Vergleichung und Zusammenstellung unserer Resultate mit denen des Hrn. Le Roux, insbesondere aber mit den Resultaten des Hrn. Regnault übrig. Bemerken will ich nur nochmals, was eigent-

lich wohl kaum nöthig, dafs alle oben gegebenen Bestimmungen nur relative sind und die für die Berechnung der absoluten Werthe zu Grunde gelegte Schallgeschwindigkeit (332,8) eine im gewissen Sinne willkürliche ist, für die eben sowohl eine andere genommen werden könnte; die oben gefundenen Resultate bleiben natürlich dadurch ganz unberührt.

Hr. Le Roux hat die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer einzelnen Erschütterung in einem 70^{mm} weiten Rohr direkt bestimmt. Er findet für dieselbe 330^m,66. Dieser Werth, der mit grofser Genauigkeit aus vielen Beobachtungen folgt, ist merklich kleiner als die meisten früheren Werthe für die Schallgeschwindigkeit, die nahe um 332,0 liegen.

Hr. Le Roux spricht die Vermuthung aus, dafs bei den Temperaturreductionen der früheren Beobachtungen in freier Luft die Temperatur zu niedrig angenommen sey. Es ist gewöhnlich das Mittel der Temperatur der beiden Beobachtungsorte benutzt worden, diese beiden Orte sind aber meist auf erhöhten Punkten gewählt und in Folge dessen liegt die Bahn des Schalles in der Mitte ziemlich hoch über dem Boden. In einer gewissen Höhe über dem Boden soll aber die Temperatur nach verschiedenen Angaben höher seyn als direkt über dem Boden und in bestimmter Höhe ein Maximum besitzen.

So glaublich diese Annahme erscheinen mag, und so zuverlässig auch die von Hrn. Le Roux bestimmte Zahl für seinen Apparat seyn mag, so müfste doch vor allen Dingen nachgewiesen werden, dafs auch bei andern Dimensionen des Rohres derselbe Werth erhalten würde.

Bemerkenswerth ist freilich, dafs der *mittlere Werth der Schallgeschwindigkeit* in einem Rohr, wie ihn Hr. Regnault gefunden, aufserordentlich gut mit dem obigen des Hrn. Le Roux stimmt.

Hr. Regnault hat in langen Röhren von verschiedenen Durchmesser die Schallgeschwindigkeit von Pistolenschüssen bestimmt (*Compt. Rend. LXVI*, 210). Derselbe stellt zunächst

fest, daß in einem Rohr die *Intensität* des Schalles um so mehr abnimmt, je größer die durchlaufene Strecke und je enger das Rohr. Er findet den Grund davon einmal darin, daß constant lebendige Kraft an die elastischen Wände des Rohres abgegeben wird, die unter Umständen sogar außerhalb des Rohres als deutlicher Ton vernommen wird.

Eine zweite Ursache sucht Hr. Regnault darin, daß die feste Wand einen Einfluß auf die Luft ausübe, indem dieselbe merklich die Elasticität derselben ändere.

Schon Helmholtz giebt a. a. O. an, daß durch die *Reibung* in einer Röhre die Intensität der Schallbewegung sehr merklich vermindert werden muß, und aus der Untersuchung von Kirchhoff geht hervor, daß ein *Wärmeaustausch*, wie wir ihn oben besprachen, in demselben Sinne wirkt.

Hr. Regnault bemerkt sodann in seiner Mittheilung, daß während nach der gewöhnlichen Formel die Schallgeschwindigkeit unabhängig sey von der Intensität nach einer von ihm gegebenen Formel die Schallgeschwindigkeit abnehme mit der Intensität der Schallwellen. Da nun in den Röhren die Intensität continuirlich schwächer werde, müsse auch die Geschwindigkeit abnehmen. Die Geschwindigkeitsbestimmungen in einem Rohr ergeben denn auch Werthe, die merklich mit den durchlaufenen Wegen abnehmen. Sodann aber war in verschiedenen Röhren für gleiche Abnahme der Intensität die Abnahme der Schallgeschwindigkeit um so größer, je enger das Rohr.

Dieses letzte Resultat, welches zwingt, anzunehmen, — »daß die Wände des Rohrs auf die Luft im Innern noch eine andere Wirkung üben, eine Wirkung, die merklich die Elasticität der Luft vermindert, ohne zugleich ihre Dichte zu ändern«, — ist in völliger Uebereinstimmung mit meinen Versuchen. Die Ursache der Verkürzung der Schallgeschwindigkeit dürfte in diesen Fällen daher auch bei Regnault einmal in der Reibung, sodann in dem Wärmeaustausch liegen. — Außerdem nimmt aber Hr. Regnault einen Einfluß der Intensität an. Bei meinen Versuchen in

§. 11 ist es mir nicht gelungen einen solchen nachzuweisen. Auch die Versuche des §. 13 sprechen dafür, daß bei meinen Versuchen die Intensität ohne wesentlichen Einfluß ist. Denn wenn die Schallwellen zuerst durch enge, seyen es gerade oder krumme Röhren, gegangen sind, und dann erst in weitere eintreten, so ist sicher in diesen weiten Röhren die Intensität der Schallbewegung eine viel geringere, als wenn der Querschnitt des weiten Rohres direkt gestossen wird. Nichts destoweniger ist in beiden Fällen kein Unterschied der Wellenlängen bemerkbar.

Wenn auch wahrscheinlich bei unseren Versuchen, wenn eine Verkürzung der Schallgeschwindigkeit eintritt, zugleich eine Verminderung der Intensität statt hat, so sind doch die Erscheinungen gleichzeitig vorhanden, ohne daß die eine die Ursache der andern ist.

Sollte nicht auch bei den Versuchen des Hrn. Regnault, wenigstens dann, wenn die Intensität der Schallwellen erst bis zu einem gewissen Grade gesunken ist, Verringerung der Intensität und der Geschwindigkeit, ohne daß die erste die zweite beeinflusst, neben einander bestehen und zwar beide ihren Grund einmal in der Reibung, sodann in dem oben besprochenen Wärmeaustausch haben?

§. 15.

Vergleichung der Schallgeschwindigkeiten der Luft bei verschiedenen Drucken.

Es ist im Verlaufe der Abhandlung mehrfach darauf hingewiesen, daß bei einer gehörigen Weite der Röhren alle die Umstände, die die Schallgeschwindigkeit überhaupt modificiren, von verschwindendem Einfluß sind. Sollen daher irgend Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit gemacht werden, so wird man nur sich gehörig zu überzeugen haben, daß die Dimensionen des Apparats auch die genügenden sind. Ich habe, bevor ich mich zu andern Gasen wandle, zuerst noch die Luft untersucht bei verändertem Druck und veränderter Temperatur, um in weiteren Gränzen, als es bisher auf diese Weise möglich war, eine Con-

stanz oder Aenderung des Verhältnisses der specifischen Wärmen nachzuweisen.

Für die Versuche bei verändertem Druck habe ich mich indeß nicht auf Röhren von solcher Weite beschränkt, daß die Wände ohne Einfluß waren, sondern auch enge Röhren benutzt.

Soweit die bisherigen Versuche reichen, ist das Resultat der Theorie, daß die Schallgeschwindigkeit unabhängig sey vom Druck der Luft, bestätigt. Die Grenzen der Druckveränderungen, innerhalb deren man genaue Versuche anstellen konnte, sind indessen ziemlich eng, während unsere Methode ohne Schwierigkeit weitere Druckveränderungen erlaubt.

Bei den Versuchen befand sich an der einen Seite des Doppelapparates eine der gewöhnlichen Normalröhren ($d = 13^{\text{mm}}$). In demselben war während aller Versuche Atmosphärendruck. An die andere Seite wurden verschiedene Röhren angesetzt, in denen die Luft mittelst einer einfachen Vorrichtung durch Quecksilberdruck comprimirt oder mit einer Luftpumpe verdünnt werden konnte. Um im letzten Fall den herrschenden Druck im Rohr zu kennen, war ein größeres Manometer eingeschaltet. Bei Compressionen gab die Höhe der pressenden Quecksilbersäule direkt selbst den Ueberdruck.

Die besonderen Vorrichtungen, die für diese Versuche nöthig waren, unterlasse ich anzugeben, sie sind fast alle selbstverständlich.

Es wurde der Druck in drei Röhren verschiedener Weite variirt; zunächst in einem Rohr, welches dem Vergleichungsrohr auf der andern Seite gleich war, also 13^{mm} im Durchmesser hatte, sodann in dem 26^{mm} weiten Rohr, endlich in dem Rohr von $6,5$ Durchmesser. In letzteren Röhren sind nur Versuche mit comprimirt Luft angestellt. Die Versuche sind in der folgenden Tabelle und zwar in der Reihenfolge in der sie ausgeführt wurden, zusammengestellt.

Die Columnne mit $\frac{1}{2} l'$ überschrieben, giebt die Wellenlängen bei den Drucken, die in der zweiten Verticalcolumnne

angegeben sind, die mit $\frac{1}{2}l$ überschriebene Columnne die Wellenlänge im Normalrohr bei Atmosphärendruck.

Tabelle XVI.

Vergleichung der Wellenlängen bei verschiedenem Druck.

No. des Versuchs	Druck	$\frac{1}{2}l'$	Normalrohr Atmosphären- druck $\frac{1}{2}l$	$\frac{l' - l}{2}$
I. Röhren No. 3 $d = 13\text{mm}$				
115	470 ^{mm}	45,69 ^{mm}	45,74 ^{mm}	— 0,05 ^{mm}
117	426	46,48	46,44	+ 0,04
118	380	46,52	46,58	+ 0,06
119	1540	46,84	46,86	+ 0,02
120	1545	46,73	46,78	— 0,05
121	1780	46,84	46,67	+ 0,17
122	760	46,80	46,67	+ 0,13
II. Rohr No. 4 $d = 6\text{mm},5$ Normalrohr				
123	76	46,03	46,53	— 0,50
124	1760	46,87	46,62	+ 0,25
125	760	46,40	42,75	— 0,35
126	1760	46,76	46,68	+ 0,08
127	1760	46,71	46,54	+ 0,17
128	760	46,37	46,74	— 0,37
III. Rohr No. 3 $d = 26\text{mm}$ Normalrohr				
129	1760	46,98	46,65	+ 0,33
130	760	47,01	46,57	+ 0,44
131	1360	46,86	46,55	+ 0,31
132	760	46,89	46,46	+ 0,43

Aus den Versuchen mit dem 13^{mm} weiten Rohr ergibt sich, daß der Druck der Luft ohne jeden Einfluß auf die Wellenlänge mithin auf die Schallgeschwindigkeit ist. Die Abweichungen der Columnne $\frac{1}{2}l'$ und $\frac{1}{2}l$ liegen in den Grenzen der Beobachtungsfehler. Bei den Versuchen mit dem engeren Rohr ($d = 6,5$) zeigt sich aber eine sehr deutliche Zunahme der Wellenlänge bei höherem Druck. Die Versuche 123, 125 und 126, bei denen in beiden Röhren Atmosphärendruck herrscht, sind eigentlich nur Controlversuche, die wieder deutlich die kürzere Wellenlänge in dem engen Rohr erkennen lassen und ganz gut mit den Versuchen der Tabelle IX stimme. Bei den drei Versuchen, bei

denen der Druck 1760^{mm} ist, ist dagegen die Wellenlänge in dem engeren Rohr noch um etwas größer, als in dem weiteren.

Ich stelle noch zur Uebersicht die folgende kleine Tabelle her, in der die absolute Schallgeschwindigkeit in dem engen Rohr berechnet ist, wenn für die im Normalrohr $329,9$ (cf. Tab. IX) gesetzt ist. Man sieht, der Werth für das $6^{\text{m}},5$ weite Rohr bei Atmosphärendruck stimmt mit den in Tab. IX gegebenen, bei einem Druck von 1760^{m} , ist aber eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit von $4^{\text{m}},04$ im Mittel vorhanden.

Tabelle XVII.

Aenderung der Schallgeschwindigkeit mit dem Druck in dem $6^{\text{m}},5$ weiten Rohr.

No. des Versuches	Druck	v. die des Normalrohrs = 1	v. die des Normalrohrs = $329,9^1$)	Mittel
123	760	0,98925	^{met} 326,35	327,06
125	"	0,99251	327,47	
128	"	0,99207	327,29	
124	1760	1,00536	331,67	
126	"	1,00171	330,47	331,08
127	"	1,00365	331,10	

In den Versuchen mit dem weiteren Rohr ($d = 26$) zeigt sich in Tab. XVI kein merklicher Unterschied in der Schallgeschwindigkeit bei verschiedenem Druck. Sowohl beim Atmosphärendruck wie beim Druck 1760^{mm} ist die Wellenlänge gleich und zwar nahe dieselbe, die oben Tab. V für das 26^{mm} weite Rohr gefunden wurde. Als Gesamtergebnis lässt sich also angeben, dass in Röhren von einem gewissen Durchmesser an, die Schallgeschwindigkeit bei einem Druck von $\frac{1}{2}$ Atmosphäre an bis zu einem Druck von $2\frac{1}{2}$ Atmosphäre merklich dieselbe ist.

In engeren Röhren nimmt mit Zunahme des Druckes die Schallgeschwindigkeit zu. Die Erklärung dieser letzten Erscheinung ergibt sich aus der Behandlung des Hrn. Kirch-

1) cf. Tabelle IX.

hoff (a. a. O. S. 193), da die Constanten der Formel für die Abnahme der Schallgeschwindigkeit durch Reibung und Wärmeleitung variabel sind mit dem Druck.

Da mit dem Druck in der Röhre die Intensität der Schallbewegung bei der benutzten Art der Erregung zunehmen muß, so könnte hier, wenn die Intensität einen Einfluß hätte, ein solcher angenommen werden. Wenngleich auch hier wieder Intensitätsänderung und Geschwindigkeitsänderung bei einander sind, so scheint es doch, besonders da sich eine andere Erklärung bietet, nicht nöthig eine Abhängigkeit der beiden Erscheinungen von einander anzunehmen. Wenn der Druck selbst in Röhren von mittlerer Weite keinen Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit hat, so ist wohl mit Bestimmtheit das Gesetz der Constanz der Geschwindigkeit im freien Raum in den benutzten Druckgränzen 380^{mm} bis 1780^{mm} bestätigt. Damit ist in diesen Druckgränzen auch eine Constanz des Werthes $\frac{c'}{c}$ gegeben.

Der Grad dieser Constanz ist natürlich nur innerhalb der Gränzen des Beobachtungsfehlers der Methode verbürgt.

Wir haben oben Tab. IV gesehen, daß das Verhältniß der Wellenlängen unter gleichen Umständen bei einer Beobachtung etwa 0,003 von der Einheit abweichend gefunden wird. Im Mittel aus sechs Beobachtungen ergab sich eine Abweichung geringer als 0,0003. Die Beobachtungen 115 bis 121 halten ziemlich nahe dieselben Fehlergränzen ein. Faßt man die Beobachtungen 115, 117, 118, die bei niederem Druck etwa bei 400^{mm} Druck angestellt sind, zusammen, so ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit bei diesem Druck, bezogen auf das Normalrohr als Einheit im Mittel:

$$0,999492.$$

Im Mittel aus den Versuchen 119, 120 und 121, die einem Drucke von etwa 1600^{mm} entsprechen,

$$1,000716.$$

Bezeichnen wir $\frac{c'}{c}$ für den niedern Druck mit k , für den höhern mit k' , so verhalten sich diese Werthe wie die Quadrate der relativen Geschwindigkeiten; man findet:

$$k' = 1,00245 k.$$

Setzt man

$$k = 1,41,$$

so ist

$$k' = 1,41346.$$

Innerhalb der Gränzen $1,41 \pm 0,5$ oder doch wenig weiteren Gränzen kann die Constans von k für die benutzten Druckänderungen bestimmt als verbürgt gelten.

§. 16.

Vergleichung der Schallgeschwindigkeit der Luft bei 0° und 100° C.

Dafs die durch die Temperatur bewirkten Aenderungen der Schallgeschwindigkeit der Luft sich durch den Factor $\sqrt{1 + \alpha t}$, in den Gränzen, in denen man bisher die Schallgeschwindigkeit bestimmt hat, genau ausdrücken, ist durch fast alle Versuche bewiesen.

Indessen hat man sowohl bei der direkten, wie indirekten Methode bisher nur in den Gränzen von etwa 4° bis 25° beobachtet. Masson giebt freilich an, dafs er seinen Apparat so eingerichtet, dafs die Pfeifentöne auch bei höheren Temperaturen beobachtet werden konnten. Wirkliche Versuche sind, so viel mir bekannt, nicht veröffentlicht. Dieselben sind auch, wenn sie wirklich zuverlässige Resultate geben sollen für tönende Pfeifen mit vielen Schwierigkeiten verbunden.

Auch bei der hier benutzten Methode, bei der die Anwendung höherer Temperatur so leicht scheint, bin ich erst nach vielen Bemühungen zu zuverlässigen Resultaten gekommen. Sind die Versuche aber einmal gehörig vorge richtet, so sind sie sehr leicht und bequem anzustellen. Die Methode der Versuche war einfach die, dafs in die beiden Wellenröhren des Apparats trockene Luft gebracht wurde und die eine Seite auf 0° erhalten, die andere auf 100° C.

gebracht und dann die Staubwellen erzeugt wurden. Für die Ausführung des Versuchs bedarf indessen der Doppelapparat einiger Vereinfachungen. Der Glasapparat, wie ich ihn benutzt, ist in Fig. 9 Taf. IV abgebildet. Das tönende Rohr aa' — 1,5 Meter lang — ist an seinen beiden Enden zugeschmolzen und zwar etwas ausgeblasen und an den Enden flachgedrückt. Es trägt bei b und b' Korke, die zunächst mit einer Lage weichen Zeuges umwickelt sind und auf die sodann die Wellenröhren cc und dd lose aufgesetzt sind. Diese Röhren, die im Lichten 28^{mm} und 1 Meter lang sind, tragen an den Enden und seitlich nahe bei b dünne offene Glasröhren ee . Die Wellenröhren sind bei b und b' mit dicken völlig luftdicht schließenden Kautschuclagen g, g umwunden, die noch mit einem Wachs- und Harzkitt bezogen sind. Durch die Korke wird zwar etwas Bewegung des tönenden Rohrs an die Wellenröhre übertragen, da indessen die Wellenröhren nicht direkt auf den Korken sitzen, sondern zwischen Kork und Röhren eine Lage weichen Zeugs sich befindet, auf das diese Röhren nur lose aufgeschoben sind, so werden die bei diesem Apparat ziemlich weiten Wellenröhren fast gar nicht bewegt. Je weiter nämlich die übergeschobenen Röhren sind, desto weniger tönen sie im Allgemeinen mit. In die gut ausgetrockneten Wellenröhren war vor dem Befestigen eine passende Quantität von fein geschlemmtem gut ausgeglühtem Quarzsand gebracht. Die beiden Glasröhren ee wurden durch ein Rohr verbunden. Der Apparat wurde dann, nachdem ein Hahn bei f geschlossen, durch eine an dem andern f angebrachte Luftpumpe leer gemacht und durch Oeffnen des Hahnes langsam trockene Luft eingelassen. Die Luft war durch kaustisches Kali, Schwefelsäure und etwa 6 Fufs Trockenröhren gegangen., die mit von Schwefelsäure befeuchteten Perlen gefüllt waren. Der Apparat wurde etwa 40 mal ausgepumpt, während die Röhren stark erwärmt wurden, so daß man sicher seyn konnte, daß auch der an den Wänden etwa condensirte Wasserdampf verschwunden war ¹⁾).

1) Wird die Luft gar nicht getrocknet, so gelingen die Versuche überhaupt

Dann wurde der Apparat bei *ee*, *f* und *f* abgeschmolzen und zwar bei *f* und *f* so nahe an dem weiteren Rohr, als es irgend möglich war¹⁾. Die Umgebung des Apparates mit Eis und Dampf ist aus der Fig. 10, Taf. IV leicht ersichtlich. Die eine Seite ist mit einem Kork in einen Zinkkasten eingesetzt, in dem sich das Eis befindet, die andere in ein Doppelrohr, das vom Dampf durchströmt ist, der in einem größeren eisernen Gefäß in genügender Menge erzeugt wurde. Wenn der Apparat so lange dem schmelzenden Eise und den Dämpfen des Wassers ausgesetzt war, daß man sicher annehmen konnte, daß die Luft in den Röhren die betreffenden Temperaturen angenommen, so wurde der tönende Stab in der Mitte gerieben, der Glasapparat vorsichtig aus dem Kasten und Blechrohr herausgenommen und die Wellen auf beiden Seiten gemessen.

Mit demselben Apparat wurden an drei verschiedenen Tagen sieben Versuche angestellt, deren Resultate in der folgenden Tabelle enthalten sind. Die jedesmalige Temperatur des Wasserdampfes wurde durch Ablesen eines sehr guten Barometers ermittelt. Am Barometer wurden Paris. Zoll und Lin. und zwar bis 0,01'' abgelesen, ich habe die abgelesene Barometerhöhe auf Millim. reducirt. Die abgelesenen Zahlen wurden noch wegen der Temperatur corrigirt, und zwar nach den Tabellen in Schuhmacher's Jahrbuch für 1836, in denen außer der Ausdehnung des

nicht, da sich der Wasserdampf in dem Rohr bei 0° so stark niederschlägt, daß das Pulver feucht wird und die Figuren fast gar nicht entstehen. Ist die Trocknung der Luft nicht völlig erreicht, so gelingen die Versuche wohl, indess erhält man stets eine zu große Geschwindigkeit für 100°. Es scheint dieß entschieden daher zu rühren, daß der Wasserdampf sehr stark an den Wänden haftet und bei der Erwärmung auf 100°, dann von den Wänden noch Wasserdampf abgegeben wird, der die Schallgeschwindigkeit beschleunigt. Die Luft muß also mit der allergrößten Sorgfalt getrocknet werden.

- 1) Es ist nöthig, die engen Röhren ganz kurz an den weiten abzuschmelzen; es bildet sonst leicht die Luft in dem weiten und engen Rohr zusammen ein System, das für den benutzten Ton durchaus nicht mit-schwingen kann.

Quecksilbers auch die der messingnen Scale berücksichtigt ist, Die zugehörige Temperatur ist aus den Tabellen von Regnault entnommen. Die Zahlen für die halben Wellenlängen sind die nach der oben gegebenen Vorschrift berechneten Mittel aus den einzelnen Wellen. Da diese einzelnen Wellen unter einander recht gut stimmten, also eine Störung der Staubfiguren durch die an die Wellenröhren durch die Korke übertragenen Schwingungen nur sehr wenig stattfand, so theile ich nicht die gemessenen einzelnen Wellen mit, sondern nur die Mittel eines jeden Versuchs.

In der sechsten Verticalreihe findet sich die Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur des siedenden Wassers, bezogen auf die bei 0° als Einheit.

In der siebenten Columnne ist dieselbe Zahl berechnet nach der Formel

$$\sqrt{1 + \alpha t} \quad (\alpha = 0,003665).$$

In den nächsten beiden Columnnen sind die Zahlen der vorigen Tabellen enthalten, multiplicirt mit dem absoluten Werth der Schallgeschwindigkeit bei 0°, d. i. 332,8^m.

Tabelle XVIII.

No. des Versuches	Halbe Wellenlänge für		Corrigirtes Barometer	Zugehörige Temperatur	Schallgeschwindigkeit bei Siedetemperatur diejenige bei $0^\circ = 1$		Schallgeschwindigkeit diejenige bei $0^\circ + 332,8$		Differenz
	0° C.	Sied. Wasser			beobachtet	berechnet $\frac{1}{1 + \alpha 1}$	beobachtet	berechnet	
158	30,685 ^{mm}	35,891 ^{mm}	762,22	100,08	1,16966	1,16910	389,27 ^{met}	389,08	+ 0,19.
159	30,522	35,667	762,15	"	1,16857	"	388,90	"	- 0,18
160	30,616	35,806	762,11	"	1,16950	"	389,21	"	+ 0,13
161	30,634	35,769	765,20	100,19	1,16762	1,16927	388,61	389,13	+ 0,52
162	30,633	35,820	764,74	100,17	1,16929	1,16924	389,14	389,12	+ 0,02
163	30,698	35,953	764,74	"	1,17116	"	389,76	"	+ 0,64
164	30,722	35,885	764,74	"	1,16803	"	388,72	"	- 0,40

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die wirklich beobachteten Verhältnisse der Wellenlängen von den theoretisch berechneten nur innerhalb der Gränzen der Beobachtungsfehler von einander verschieden sind.

Aus der letzten Columnne, die die Differenz der beiden vorletzten enthält, sieht man, daß die wirklich beobachtete Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur des siedenden Wassers von der berechneten, jedenfalls weniger, als ein Meter abweicht.

Die größte vorkommende Abweichung beträgt $0^m,46$.

Die Uebereinstimmung wird fast absolut für das Mittel aus den sieben Beobachtungen. Um dies nehmen zu können, müssen nur die Beobachtungen bei den verschiedenen 100° nahe liegenden Temperaturen auf 100° reducirt werden.

In der folgenden Tabelle sind in der ersten Columnne die auf 100° reducirten beobachteten Schallgeschwindigkeiten enthalten, in der zweiten die berechnete Schallgeschwindigkeit. Das Mittel der beobachteten Schallgeschwindigkeiten ist 388,99, die berechnete 389,03, die Differenz mithin $0,04^m$.

Diese Uebereinstimmung ist als völlig genau anzusehen und man könnte versucht werden, diese Bestimmungen sogar umgekehrt zu einer Ermittlung des Werthes α zu benutzen. α bestimmt sich aus Kenntniß der Schallgeschwindigkeit bei 100° in sofern ungünstig, als dasselbe unter dem Wurzelzeichen steht. Eine genaue Bestimmung von α aus einer einzelnen Beobachtung ist daher nicht zu erwarten. Aus dem Mittel der Schallgeschwindigkeiten mehrerer Beobachtungen muß sich indeß α schon mit einiger Sicherheit ergeben.

In der vierten Columnne der Tabelle sind die α aus jeder einzelnen Bestimmung berechnet enthalten; das Mittel der sämtlichen oder das α aus dem Mittel beträgt wie in der Tabelle angegeben

$0,003662$.

Ist also gegen die Bestimmung von Magnus und Regnault

nur ganz unbedeutend zu klein und kann als mit demselben genügend stimmend angesehen werden. Wenn man eine hinreichende Zahl von Beobachtungen macht, so kann also aus der Schallgeschwindigkeit der Werth des Ausdehnungscoëfficienten eines Gases recht genau gefunden werden.

Tabelle XIX.

Schallgeschwindigkeit bei 100° C.

No. des Versuches	Schallgeschwindigkeit bei 100° C. diejenige bei 0° = 332,8 gesetzt.		Differenz	α aus den beobachteten Geschwindigkeiten berechnet
	beobachtet	berechnet		
158	389,21 ^{met}	389,03	+ 0,18 ^{met}	0,003678
159	388,84	„	— 0,19	0,003652
160	389,15	„	+ 0,12	0,003673
161	388,47	„	— 0,56	0,003626
162	389,02	„	— 0,01	0,003664
163	389,64	„	+ 0,61	0,003708
164	388,60	„	— 0,43	0,003635
Mittel	388,99			0,003662

Aus den Versuchen folgt nun auch unmittelbar, daß für die Temperaturgrößen

0° und 100° der Werth $\frac{c'}{c}$

constant ist.

Bezeichnen wir den Werth von $\frac{c'}{c}$ für 0° mit k , denjenigen für 100° mit k' , so würde sich aus dem Mittel unserer Beobachtungen ergeben:

$$\sqrt{k'} = \frac{388,99}{389,03} \sqrt{k}$$

$$k' = 0,999897 k;$$

nehmen wir für

k den Werth 1,41,

so ist

$$k' = 1,40985.$$

§. 17.

Schluss.

In den Monatsberichten der Berliner Academie ist bereits eine kurze Zusammenstellung der gesammten Resultate der Untersuchung gegeben; in möglichster Kürze lassen sich dieselben so formuliren:

- 1) Die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren nimmt ab, wenn der Durchmesser des Rohres abnimmt. Die Abnahme wird indess erst von einem gewissen Durchmesser an merklich.
- 2) Die Verringerung der Schallgeschwindigkeit in Röhren nimmt zu mit der Wellenlänge des benutzten Tones.
- 3) Pulver, welches in eine Röhre gestreut wird, verringert in engeren Röhren die Schallgeschwindigkeit, in weitem läßt es dieselbe ungeändert.
- 4) Der Einfluß des Pulvers nimmt zu, wenn dasselbe sehr fein zertheilt ist und in Folge dessen stark bewegt wird.
- 5) Raubmachen der inneren Wand der Röhre, oder ein Vergrößern der Oberfläche, verringert in engen Röhren die Schallgeschwindigkeit.
- 6) Alle diese Verkürzungen der Schallgeschwindigkeit sind in weiten Röhren von verschwindendem Einfluß, so daß die Methode der Staubwellen trotzdem für genaue Schallgeschwindigkeitsbestimmungen benutzt werden kann.
- 7) Ein Einfluß der Intensität des Tones auf die Schallgeschwindigkeit hat nicht nachgewiesen werden können.
- 8) Ebenso wenig hat die Art der Erregung in einem Rohr Einfluß auf die Wellenlänge des Tons, wenn man von der ersten Welle absieht.
- 9) Die Schallgeschwindigkeit ist in weiten Röhren unabhängig vom Druck, in engen tritt bei vermehrtem Druck eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit ein.

- 10) Alle beobachteten Aenderungen der Schallgeschwindigkeit werden hervorgebracht durch die Reibung der Luft und besonders durch Wärmeaustausch derselben mit der Wand der umschliessenden Röhre.
- 11) Die Schallgeschwindigkeit bei 100° ist genau nach der Theorie gegeben durch $V_0 \sqrt{1 + 100\alpha}$.

III. Mineralogische Mittheilungen; von Professor G. vom Rath in Bonn.

(Fortsetzung von S. 483).

23. Chemische Zusammensetzung des Laacher Sanidins.

Es ist vielfach darauf hingewiesen worden, wie wünschenswerth es sey, für ein bestimmtes Mineralvorkommniss, dessen Krystallform untersucht, zugleich die chemische Mischung zu erforschen. Es bedarf keiner Ausführung, dafs eine solche Verbindung der chemischen und der krystallographischen Untersuchung namentlich für den Feldspath, gerade mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit seiner Winkel, geboten ist. Sanidinkrystalle von Laach, welche demselben Handstücke wie die g. messenen entnommen wurden, besitzen ein spec. Gew. = 2,556 (bei 18° C.). Nachdem die Krystalle eine Viertelstunde der höchsten Hitze einer Gaslampe, welche in wenigen Augenblicken 10 Gr. kohlensauren Natrons zum Schmelzen bringt, ausgesetzt waren, zeigten sie noch keine Spur von Schmelzung; vielmehr hatten die Flächen ihren lebhaften Glanz bewahrt. Das spec. Gew. war erhöht = 2,568. Hierbei betrug der Glühverlust nur 0,11 Proc.

Derselbe Versuch wurde mit einer andern Partie der Krystalle wiederholt: das spec. Gew. im ungeglühten Zustande = 2,509, stieg nach heftigem 1stündigem Glühen auf 2,552, wobei der Glühverlust nur 0,05 Proc. betrug.

Die Zunahme der Eigenschwere des Feldspaths durch Glühen ist eine allgemeine Thatsache; worin dieselbe ihren Grund habe, ist noch unermittelt geblieben. Wird durch die Gluth der krystallinische Zustand aufgehoben, oder gar die Masse ganz geschmolzen, so sinkt das spec. Gew. Solche durch nachträgliches Glühen veränderte, halbgeschmolzene Sanidinmassen finden sich zu Laach, umhüllt von einer trachytischen Lava, dem sog. Laacher Trachyt. Ich bestimmte das spec. Gew. einer solchen theilweise geschmolzenen Sanidinmasse = 2,467 (bei 16° C.), Tiefer noch sinkt es, wenn die Masse vollständig geschmolzen wurde.

Die Zusammensetzung der gemessenen Sanidine fand ich, wie folgt:

Kieselsäure	64,59	Ox. = 34,45
Thonerde	18,78	8,77
Baryt	0,41	0,05
Kalkerde	0,50	0,14
Kali	11,70	1,99
Natron	4,29	1,11
Glühverlust	0,11	
	100,38.	

Die geringe Menge von Baryt wurde aus der von der Kieselsäure getrennten Lösung durch Schwefelsäure gefällt. Von Eisen oder Magnesia war keine Spur vorhanden. Die Formel des reinen Kalifeldspaths $K_2 Al Si_6 O_{16}$ erheischt folgende Mischung: Kieselsäure 64,63, Thonerde 18,46, Kali 16,91. Prof. G. Tschermak suchte bekanntlich in einer sehr scharfsinnigen Arbeit »Chemisch-mineralogische Studien« I. die Feldspathgruppe, (Sitzungsber. d. Kais. Akad. d. Wiss. L. Bd.) nachzuweisen, dafs die zahlreichen kalknatronhaltigen Feldspathvarietäten, welche in ihrer Mischung zwischen Anorthit und Albit stehen, sowie die kalinatronhaltigen, welche einen Uebergang zwischen eigentlichem Feldspath und Albit zu bilden scheinen, nicht chemische Verbindungen, sondern lamellare Verwachsungen (nach Art des Perthits) jener drei ursprünglichen Feldspathtypen — Anorthit, Albit, Adular — seyen. Für das Verständniß der kalknatronhaltigen Feld-

spathe, welche zum Theil früher jeder Deutung widerstrebten, hat unzweifelhaft Tschermak's Arbeit nebst den ihr folgenden von Streng und Rammelsberg die Bahn gebrochen. Eine andere Frage ist es aber, ob nicht Tschermak seiner Ansicht eine zu große Ausdehnung gegeben hat, indem er in den orthoklastischen Feldspathen eine isomorphe Vertretung von Kali durch Natron gar nicht gelten lassen will, sondern den Natrongehalt stets durch eine lamellare Verwachsung von Albit mit Feldspath zu erklären sucht. In dieser Hinsicht scheint der untersuchte Laacher Sanidin mit der Meinung Tschermak's unvereinbar. Wir würden es der letzteren zufolge bei dem Laacher Sanidin mit einem Gemenge von 2 Atomen Feldspath und 1 Atom Albit zu thun haben, dessen berechnete chemische Mischung folgende seyn würde:

Kieselsäure 65,95; Thonerde 18,84; Kali 11,27; Natron 3,94. Ob in unserm Falle eine isomorphe Mischung oder eine mechanische Verwachsung vorliegt, kann durch das spec. Gew. entschieden werden. Nehmen wir das Albitgewicht = 2,624 (Albit von Kiräbinsk nach Abich), das Feldspathgewicht 2,558 (s. Tschermak a. a. O.), so berechnet sich das Gewicht einer Verwachsung von 2 At. Feldspath mit 1 At. Albit = 2,58. Das für unsere Krystalle wirklich gefundene Gewicht ist demnach zu gering für eine mechanische Verwachsung von Albit und Feldspath, welche Auffassung durch die vollkommene Ausbildung der Krystalle, ihre Durchsichtigkeit etc. nicht die geringste Stütze erhält.

Unter den Laacher Sanidin-Blöcken unserer Universitäts-Sammlung hatte einer schon früher (s. Zeitschr. d. deutsch. geolog. Ges. Bd. XVI, S. 83, 1864) meine Aufmerksamkeit auf sich gezogen wegen seines grofskörnigen, aus schwärzlich nelkenbraunem Nosean (dessen chemische Mischung s. a. a. O. S. 86 Anal. I) und weifsem Sanidin bestehenden Gemenges. Ausserdem kommen im Gesteine vor: Magnesiaglimmer, in ausgezeichneten melsbaren Tafelchen und bis zwei Zoll grofsen Blättern, Magneteisen und Orthit. Wie gewöhnlich in den Laacher Blöcken, gesellt sich zum Orthit

auch hier Zirkon und äusserst kleine Octaëder von rothem Spinell. Es finden sich kleine Zirkon-Krystalle im Sanidin eingewachsen. Das in Rede stehende Mineralaggregat, von welchem sich Stücke zu Poppelsdorf, andere im K. Min. Cabinet zu Berlin befinden, stammt aus der Nose'schen Sammlung und bildete jedenfalls einen der ausgezeichnetsten Laacher Auswürflinge. Solch bestimmt charakterisirtes Mineralaggregat, jetzt wohl in Sammlungen weit zerstreut, hat ursprünglich nur Einen, dem grauen Bimsteintuff inneliegenden, Block gebildet. Von diesen Sanidinblöcken ist jeder, und namentlich die grobkörnigen, verschieden von den andern; es sind Massen ohne Gleichen.

Der Sanidin, welcher mit dem Nosean die Hauptmasse des Gesteins constituirt, bildet Krystalle bis zur Gröfse von 4 Linien. Da fast keine Drusen vorhanden sind, so ist die Ausbildung der Krystalle unvollkommen und gehemmt, doch erkennt man die Flächen *M* (parallel welcher eine tafelförmige Ausdehnung stattfindet) *T*, *z*, *P*, *x*, *y*. Die Krystalle sind weifs und zerklüftet. Eigenthümlich ist der Umstand, dafs die Spaltungsflächen *P* stets etwas gekrümmt erscheinen in Folge der krummschaligen Gruppierung der Tafeln. Diese Erscheinung erinnert an die Zusammenhäufung des Albits zu gerundeten Massen, welche aus radial gestellten Tafeln bestehen. Etwas einer Zwillingstreifung Aehnliches war indefs nicht wahrzunehmen. Leider waren die Krystalle nicht zu messen, indem auch die sehr kleinen in seltenen Drusen sichtbaren Krystalle eine nicht vollkommen parallele, sondern stets ausstrahlende Gruppierung besitzen. Spec. Gew. = 2.575 (bei 17° C.).

Zusammensetzung des krummschaligen Sanidins.

Kieselsäure	66,92	Ox. = 35,69
Thonerde	19,86	9,29
Kali	6,48	1,10
Natron	6,94	1,79
Glühverlust	0,07	
	100,27.	

Von Eisen, Kalk, Baryt oder Magnesia war nicht eine

Spur aufzufinden. Die gefundene Mischung dieses Sanidins würde einem Feldspathe entsprechen, welcher annähernd 2 At. Kali auf 3 At. Natron enthielte, oder was dasselbe ist: aus einer Verbindung von 2 At. Kalifeldspath mit 3 At. Albit resultiren. Die berechnete Mischung ist: Kieselsäure 67,01; Thonerde 19,14; Kali 6,76; Natron 7,09. Es ist nicht zu läugnen, daß der krummschalige Sanidin durch seine rissige Beschaffenheit, geringe Durchsichtigkeit, unvollkommene Krystallform, der Ansicht Tschermak's — natronhaltige Feldspathe seyen stets mechanische Gemenge von Albit und Orthoklas — weniger ungünstig erscheint als die ausgezeichneten Krystalle, deren Analyse oben mitgetheilt wurde. Doch auch hier liefert das spec. Gew. den bestimmten Beweis gegen die Richtigkeit jener Ansicht in Bezug auf unsern Fall. Eine lamellare Verwachsung von zwei Theilen Feldspath und drei Theilen Albit würde unter Zugrundelegung der oben angeführten spec. Gewichte wiegen: 2,598, also erheblich schwerer seyn als der natronhaltige Sanidin in der That ist.

Wenn es demnach auch für den Perthit bewiesen ist, daß er eine Verwachsung von Kalifeldspath und Albit darstellt, und für manche andere Feldspathe ihre bekannte perthitartige Streifung dasselbe wahrscheinlich macht, so läßt sich der Natrongehalt der untersuchten Laacher Sanidine dennoch nur durch eine isomorphe Vertretung von Kali und Natron erklären. Tschermak's Behauptung, daß alle Kalifeldspathe mehr oder weniger Albit beigemengt enthalten, und daß in den Feldspathen Kali und Natron *durchaus nicht isomorph* seyen, muß demnach eine gewisse Einschränkung erfahren. Der Natrongehalt des krummblättrigen Sanidins steht wohl in Beziehung zu dem Nöseanreichtum des Gesteins. Eine Masse, welche zu einem Drittel etwa aus dem natronreichsten Silicat besteht, mußte auch Veranlassung bieten, zur Entstehung eines natronreichen Feldspaths.

Zum Schlusse dieses Abschnitts mögen noch einige Bemerkungen über die Laacher Sanidingesteine gestattet seyn. Wenn einerseits die, jene Blöcke constituirenden Mineralien

der Forschung eine dankbare Aufgabe darbieten, so ist dennoch das geologische Interesse, welches sich an sie knüpft, ein sehr viel höheres, weil die engen örtlichen Gränzen unseres Vulkangebiets weit überschreitend. Ein fortgesetztes Studium der Laacher Sanidingesteine lehrt, daß vulkanische und plutonische Mineralprodukte durch die engsten Beziehungen verbunden sind. Es besteht wahrlich nicht jene durchgreifende Scheidung, die man so oft behauptet, um eine verschiedenartige Entstehung jener Bildungen zu begründen. Betrachten wir ohne Voreingenommenheit typische Laacher Mineralmassen: ein grob- bis grobkrörniges Gemenge, fast ohne Grundmasse, Feldspath, Hornblende, Augit, Titanit, Orthit, Zirkon, Nephelin, Mejonit, Granat, Magneteisen, Apatit. Alle diese Mineralien finden sich zum Theil in derselben Gruppierung in den syenitischen Gesteinen. Andere Laacher Mineralien, Hätiyn und Nosean (von denen namentlich der letztere sehr häufig), fanden sich zwar noch nicht in den Syeniten. Statt dessen aber enthält der Syenit des südlichen Norwegens theils in seiner Hauptmasse, theils in Gängen neben jener ganzen Reihe von Mineralien auch blauen Sodalith. Denken wir uns den Feldspath jener alten Gesteine noch durchsichtig und »glasig« (daß die weiße und röthliche Farbe granitischer und porphyrischer Gesteine eine Folge beginnender Verwitterung ist, kann nicht bezweifeln, wer den durchsichtigen farblosen Feldspath der elbaischen Gänge in der Foresi'schen Sammlung sah), ebenso den Eläolith noch im Zustande des wasserhellen Nephelins, so wird die Aehnlichkeit der körnigen Sanidingesteine von Laach und jener Vorkommnisse aus syenitischen Gängen sich nicht nur auf das Wesentliche der Mineralaggregation, sondern auch auf den Habitus der Gesteine beziehen. Indem wir unsere Aufmerksamkeit auf diese Aehnlichkeit lenken, werden wir zu der Ansicht geführt, daß die körnigen Sanidingesteine unseres Sees nicht unmittelbare Erzeugnisse des vulkanischen Feuers, sondern ursprünglich syenitische Mineralvorkommnisse sind, welche nur leichte Spuren oder tiefere Einwirkungen der Eruption erkennen

lassen. Eine besondere Stütze wird jene Ansicht in einer merkwürdigen Klasse von Auswürflingen finden, deren Kenntniss wir Hrn. Pat. Wolf verdanken: Gemenge von Kalkspath, Sanidin, Nosean, Magnesiaglimmer, Hornblende, Magneteisen, Zirkon, Spinell. — Der körnige Kalkspath findet sich entweder schichtenweise dem Sanidin-Hornblende-Gemenge eingelagert, oder als Grundmasse und Bindemittel eines Nosean-Sanidin-Aggregats); endlich besteht auch wohl die Hauptmasse des Stücks aus feinkörnigem Kalkstein, welchem Nosean, Sanidin, wenig Magneteisen beigemengt sind. Der Kalkspath ist nicht ganz selten auch in den Drusen (in den Formen *B* nebst $-\frac{1}{2}R$, oder in unbestimmbaren gerundeten Rhomboëdern) in Begleitung von Sanidin, Nosean auskrystallisirt: Zirkon, Magnesiaglimmer, frei auf einem Kalkspathkrystalle in einer Druse sitzend! Die Sammlung des Collegium zu Laach bewahrt Sanidinblöcke, deren Drusen noch zum Theil mit feinkörnigem Kalkspath erfüllt sind, und es ehemals augenscheinlich gänzlich waren. Die Lagerung der Blöcke im grauen Bimsteintuff, vielleicht auch die hier vielfach mit Kohlensäure imprägnirten Quellwasser beförderten offenbar die Lösung und Fortführung des Kalks, welcher ehemals vielleicht einen nicht seltenen Gemengtheil der Sanidingesteine bildete. Durch die kalkspathführenden Gemenge verbinden sich nun die Laacher Steine mit denjenigen von Schweppenhausen zwischen Stromberg und Bingen. Diese räthselhaften Mineralaggregate, bestehend aus grossen Spaltungsstücken von Kalkspath, ganz durchwachsen und erfüllt von Feldspath, Quarz und Magnesiaglimmer, können unmöglich, schon wegen ihres Quarz-Reichthums, zu den vulkanischen Bildungen im engern Sinne gezählt werden.

Drusen in Sanidingesteinen, erfüllt mit Kalkspath- und Feldspathkrystallen, finden ihr Analogon in seltenen Vorkommnissen granitischer Gesteine, z. B. im Granite von Baveno und des Ziegenrückens bei Goslar. Wir können demnach der Ansicht, dass »alle Laacher Gesteinsmodifikationen sich leicht durch eine rein vulkanische Thätigkeit mit ihren verschiedenen Erkaltungs- und Erstarrungsbedin-

gungen erklären*, unmöglich zustimmen. Recht merkwürdig sind die Schmelzspuren der Auswürflinge von Laach. Während andere vulkanische Gesteine, Obsidian und Perlstein, häufig eine Entglasung zeigen, indem der glasige Zustand der Masse an vielen einzelnen Punkten dem krystallinischen weicht, so ist hier umgekehrt aus dem krystallinischen Zustande durch spätere Feuereinwirkung der glasige hervorgegangen. Ueber die Entstehung solcher Verglasungen kann kein Zweifel seyn, da sie noch jetzt am Vesuv sich erzeugen. Im J. 1850 fand Scacchi im Krater Leucitophyrböcke, welche mit einer glasigen Schmelzkruste bedeckt waren. Ein mächtiger Block, den die Eruption des J. 1822 ins Atrio warf, zeigte in seinem Innern viele verglaste Stellen, ähnlich jener Glaskruste auf den Blöcken im Krater des J. 1850. Zu Laach sind die Verglasungen verhältnißmäßig häufigere Erscheinungen als am Vesuv. Zuweilen umgibt der Schmelzfluß die Oberfläche des Auswürflings häufiger tritt die Verglasung an sehr vielen Stellen des Innern auf, indem sie vorzugsweise die leichter schmelzbaren Gemengtheile ergreift. Zuweilen ist es augenscheinlich, daß durch Ausschmelzen einzelner Gemengtheile Hohlräume entstanden sind, worauf schon oben hingedeutet wurde. In den Sanidingesteinen bemerkt man zuweilen rothe Granatkörner mit geschmolzener Oberfläche, in einem für ihre Dimensionen viel zu großen Hohlraum liegend. Die Form desselben, sowie die schmelzbedeckte Wandung, beweist, daß ehemals der Granat die Höhlung ganz erfüllte. Es ist sehr wahrscheinlich, daß in einigen Sanidinstücken, welche jetzt keinen Granat mehr erkennen lassen, wohl aber rundliche verglaste Hohlräume, von denen sich Schmelzmasse ins Gestein zieht, ehemals Granat vorhanden war. Wirkte das Feuer der vulkanischen Eruption anhaltender oder heftiger auf die Sanidin-Auswürflinge, so beschränkte sich die Einwirkung nicht auf die leicht schmelzbaren Gemengtheile. So zeigen mehrere Stücke unserer Sammlung eine weit vorgeschrittene Verglasung. Ein reichliches, schaumig aufgeblähtes, himmsteinähnliches Glas umhüllt die ungeschmolzenen

Reste der Gemengtheile. Der Titanit ist zu gelben tropfenähnlichen Körnchen geschmolzen, auch der Augit ist geschmolzen; einzelne Reste desselben stellen schwarze, rundliche, nicht mehr spaltbare Körnchen dar. In den zum Theil geschmolzenen rissigen Feldspath dringt überall die grüne Glasmasse ein. In derselben schwimmen die noch unversehrten Oktaëder des Magneteisens, welche ihren Magnetismus bewahrt haben. Der graue Nosean hat der Hitze gut Widerstand geleistet; er ist parallel den Spaltungsflächen zersprungen; die noch scharfkantigen Fragmente durch die schaumige Glasmasse auseinander geschoben.

Nicht immer beschränkte sich die Wirkung des vulkanischen Feuers auf Verglasung der Gemengtheile, häufig erscheint eine Neubildung krystallisirter Mineralien. Dr. Laspéyres in seiner schätzenswerthen Arbeit (*»Vulcanische Gesteine des Niederrheins«, Zeitschr. der deutschen geol. Ges. Bd. XVIII, S. 347*) beschreibt in einem von Mayener Lava umhüllten Gneifsfragment Krystalle von Magneteisen und Eisenglanz in rundlichen Höhlungen, welche noch theilweise mit halbgeschmolzenem Granat erfüllt sind, und erkennt in jenen Krystallen Produkte einer theilweisen Schmelzung des Granats. P. Wolf schildert in seiner fast erschöpfenden Arbeit (*a. a. O. Bd. XIX, S. 170*) einen granatführenden Sanidin-Auswürfling, dessen Granatkrystalle zum gröfseren Theil geschmolzen sind. Auf ihrer Schlackenkruste haben sich schöne Magneteisenoktaëder und undeutliche Augit- und Hornblende-Prismen offenbar neu gebildet.

Eine Neubildung von Augiten ist besonders in denjenigen Auswürflingen augenscheinlich, welche ein zweifaches wesentlich verschiedenes Vorkommen dieses Minerals erkennen lassen. Grobkörnige Gemenge von vorwaltendem Sanidin mit gröfseren Augitkrystallen und Magneteisenoktaëdern umschliessen zahlreiche, theils rundliche, theils polygonale Drusen, auf deren schmelzbedeckten Wandungen büschelförmig gruppirte feine Augitnadeln haften. Auch diese Augitstrahlen sind wie die grofsen, das körnige Gemenge mit dem sehr vorherrschenden Sanidin konstituiren-

den Krystalle von schwarzer Farbe, aber beide haben eine verschiedene Krystallausbildung. Es haben sich also hier Augite neugebildet unter Bedingungen, welche die gröfseren Augitkrystalle des ursprünglichen Gemenges nicht zerstörten. Aus welchem Mineral sich hier die Strahlen des Augits gebildet, ist wohl nicht mit völliger Sicherheit zu constatiren; nicht unwahrscheinlich ist indess auch hier das ursprüngliche Vorhandenseyn des Granats. Ich beschrieb in der IV. Forts. dieser Mitth. (s. Bd. CXXVIII, S. 426) neugebildete äufserst kleine Augite, in paralleler Verwachsung ältere grofse Krystalle bedeckend. Aehnliche Thatsachen beobachtete auch P. Wolf in den Laacher Sanidin-Gesteinen: um gröfsere Augite setzen sich oft ringsum feine Augitnadeln, alle parallel der Hauptaxe an, so dafs dieselben eine Hülle regelmäfsig angeordneter und verwachsener Kryställchen um einen Krystall bilden, und hie und da über dessen Ende wie eine Umzäunung von Pallisaden hinausragen; und liefert die Beweise, dafs »jene oft haarfeinen Augitnadeln eine Neubildung und zwar auf feurigem Wege sind.«

Obleich ich weit entfernt bin, was für diese vulkanischen Vorkommnisse kleiner Augite auf gröfseren bewiesen ist, unbedingt auch auf ganz verschiedene Lagerstätten zu übertragen, so darf ich doch hier an andere Verwachsungen ähnlicher Art erinnern.

Der weifse Diopsid (oder Augit) von Achmatowsk, welcher in grofsen krystallinischen Stücken vorkommt und sich durch eine sehr vollkommene schalige Absonderung parallel der basischen Fläche *P* auszeichnet, ist auf den vertikalen Flächen mit zahllosen parallel gestellten farblosen Diopsiden bedeckt, welche zuweilen zu einer vollständigen Schale sich zusammenschließen (Sammlung auf dem Schlosse Schaumburg).

Bekannter ist die Verwachsung des Augits mit Amianth vom Brozothale. Die Augitkrystalle sind mit einem feinfasrigen Gewebe von Amianth überzogen, welches sich besonders an den Krystallenden deutlich ausbildet, und einen

durch Seidenglanz und weisse Farbe ausgezeichneten Faserbündel darstellt (Blum, Pseudomorphosen, S. 165).

Während bei den vulkanischen Neubildungen Augit auf Augit, Hornblende auf Hornblende sitzt, begegnen wir bei den älteren Mineral-Lagerstätten vorzugsweise kleinen Hornblende-Krystallen auf Augiten, bald dessen Flächen nur bedeckend, bald in den Körper des gröfseren Krystalls eindringend und scheinbar aus ihm entstanden. Die nahen Beziehungen zwischen Augit und Hornblende berechtigen indess auch an diese Verwachsungen zu erinnern, welche von so vielen Orten und namentlich von Arendal bekannt sind.

An manchen Laacher Auswürflingen ist es nicht leicht, mit Bestimmtheit die älteren Bildungen von den neuen Krystallisationen zu unterscheiden. Es finden sich grofskörnige Gemenge von Sanidin mit rundlichen, zuweilen polygonalen Hohlräumen, deren Wandungen mit grauer Schmelzmasse (welche sich von den Drusen auch in das körnige Sanidin-Gemenge zieht) bedeckt sind. In diesen Hohlräumen haften zu Knäueln auf einander gehäufte zierlichste Kryställchen von Augit, Magneteisen, Titanit, Häüyn, Apatit. Die Farbenpracht dieser Bildungen, ihre vollendete Krystallgestalt, in engstem Raum zusammengedrängt, bedingen, dafs das Auge des Mineralogen sich an diesen Drusen nicht satt sehen kann. Diese Krystallknäuel erfüllen die Höhlungen nicht ganz, sondern haften nur an einigen Stellen auf der geschmolzenen Wandung, von der sie im Allgemeinen durch einen freien Raum getrennt sind. Wenngleich sie in Verbindung mit den Schmelzspuren des Sanidin-Gemenges ganz den Eindruck von Neubildungen machen, so ist es doch nicht leicht eine begründete Muthmafsung zu äufsern über die Natur des etwa weggeschmolzenen Minerals.

Schwarzer Augit und gleichgefärbte Hornblende kommen in den Laacher Sanidingesteinen nicht nur zusammen und unter gleichen Bedingungen vor, sondern auch mit einander verwachsen und in unmittelbarer Berührung. Eine regelmäfsige Verwachsung habe ich indess nie wahrgenommen.

Aus den gegebenen Andeutungen erhellt schon, daß unsere vielerforschten Laacher Steine ihre Bildung nicht Einem Prozesse verdanken, und daß sie noch viel weniger Produkte der Eruption sind in der Weise der Schlackenbomben. Mit Bestimmtheit lassen sich sowohl echt vulkanische Gebilde als auch ältere — in ein noch größeres Dunkel gehüllte — erkennen: da aber beide zum Theil dieselben Mineralien hervorgebracht, so ist es äußerst schwierig, die Gränzen der beiderseitigen Wirkung zu bestimmen. Nicht nur das ursprüngliche körnige Gemenge, sondern auch die Erfüllung der Drusen sind unvereinbar mit einer sehr beschleunigten Entstehung. Zuweilen lassen sich z. B. in derselben Druse zwei auf einander folgende Bildungen desselben Minerals wahrnehmen. So sah ich in der von Hrn. Wolf zu Stande gebrachten Sammlung zu Laach auf einer Sani-
dindruse, grasgrüne Zirkone. Als Fortwachsungen dieser seltenen Abänderung erscheinen die gewöhnlichen fleischrothen, schnell am Licht erbleichenden Zirkone.

24. Neue Kalkspathformen aus dem Melaphyr der Nahe.

Bei der Durchbrechung des Melaphyrs für den Tunnelbau am Sonnenberg nahe Kronweiler ($\frac{3}{4}$ Meile südwestlich von Oberstein) an der Nahebahn wurden in Melaphyr-Drusen einige ausgezeichnete Kalkspathkrystalle gefunden, welche theils durch neue und eigenthümliche Formen, theils durch bemerkenswerthe Fortwachsungen allgemeinerer Kenntnißnahme werth sind. Die mir von der genannten Oertlichkeit bekannten Krystalle, deren interessanteste Formen die Figg. 8, 9, 10, 11 Taf. V wiedergeben, befinden sich theils in unserm Universitäts-Museum, theils wurden sie mir aus der Sammlung unseres naturhistorischen Vereins durch Hrn. Dr. Andrá, theils aus derjenigen der Bergschule zu Saarbrück durch Hrn. Dr. Weifs, zugänglich. An diesen Krystallen, welche verschiedenartige Gestaltung zeigen, kommen folgende Formen vor:

$$\begin{aligned}
R &= (a : a : \infty a : c), P \\
-\frac{1}{2}R &= (2a' : 2a' : \infty a : c), g \\
4R &= (\frac{1}{4}a' : \frac{1}{4}a' : \infty a : c), m \\
0R &= (\infty a : \infty a : \infty a : c), o \\
R3 &= (a : \frac{1}{4}b : \frac{1}{3}a : \frac{1}{5}b' : \frac{1}{2}a : b : c), r \\
R5 &= (\frac{1}{2}a : \frac{1}{7}b : \frac{1}{5}a : \frac{1}{8}b' : \frac{1}{3}a : b : c), y \\
-4R\frac{5}{3} &= (\frac{3}{4}a' : \frac{1}{5}b' : \frac{3}{20}a' : \frac{1}{12}b : \frac{3}{16}a' : \frac{1}{4}b' : c) \\
-\frac{5}{4}R\frac{23}{5} &= (\frac{4}{9}a' : \frac{1}{8}b' : \frac{4}{23}a' : \frac{4}{37}b : \frac{2}{7}a' : \frac{4}{5}b' : c) \\
\frac{4}{5}R\frac{7}{6} &= (15a : b : \frac{15}{14}a : \frac{5}{9}b' : \frac{15}{13}a : \frac{5}{4}b) \\
\frac{1}{10}R7 &= (\frac{10}{3}a : b : \frac{10}{7}a : \frac{10}{11}b' : \frac{5}{2}a : 10b : c) \\
\frac{2}{3}P2 &= (3a : \frac{3}{2}a : 3a : c), \pi \\
\infty R &= (a : a : \infty a : \infty c), c \\
\infty P2 &= (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), u.
\end{aligned}$$

Das Skalenoöeder $R5$ ist eine der häufigeren Formen aus der Zahl derjenigen, welche zum Hauptrhomboöeder gehören; ausgezeichnet zugleich dadurch, daß auch seine Ergänzungsform unter die beobachteten Gestalten des Kalkspaths gehört.

Das Skalenoöeder — $4R\frac{5}{3}$ (s. Fig. 8 Taf. V) wurde zuerst von Dr. Hessenberg an Kalkspathkrystallen von Island (Min. Not. VII, S. 1) aufgefunden, dann in dem vorigen Theile dieser Mitth. an den Krystallen vom Oberen See beschrieben (Ann. Bd. CXXXII, S. 389). Geht man bei der Berechnung von dem Endkantenwinkel des Rhomboöders $105^{\circ} 4'$ aus (entsprechend den Messungen Mitcherlich's, denen zufolge der Kalkspathwinkel bei $+10^{\circ} \text{ C.} = 105^{\circ} 3' 59''$; s. Lehrb. d. Krystall. von Miller, erweitert von Grailich, S. 234), so ergibt sich für $--4R\frac{5}{3}$ die

längere Endkante	158° 30' 14"
kürzere Endkante	83 33 27
Seitenkante	137 33 30
Neigung der längeren Endkante zur . .	
Vertikalaxe	9 35 11
der kürzeren Endkante zur Vertikal-	
axe	14 12 56.

Es werden die kürzeren Endkanten von $--4R\frac{5}{3}$ zugschärft durch die Flächen $R5$; oder mit andern Worten:

die kürzeren Endkanten von $-4R\frac{5}{3}$ und die längeren von $R5$ haben eine gleiche Neigung zur Vertikalaxe.

Das Skalenoëder $-\frac{5}{4}R\frac{23}{5}$ (s. Fig. 8 Taf. V) ist neu und gehört in die Endkantenzone des Rhomboëders $-\frac{5}{4}R = \varphi$ Häüy (s. Zippe, Fig. 11). Seine Bestimmung wurde wesentlich dadurch erleichtert, daß es die Combinationskanten von $R5$ und $-4R\frac{5}{3}$ abstumpft. Die neue Form besitzt

längere Endkante $135^{\circ} 15' 29''$

kürzere Endkante $107 \ 24 \ 20$

Seitenkante $153 \ 6 \ 33\frac{1}{2}$

Neigung der längeren Endkante zur

Vertikalaxe $12 \ 21 \ 30\frac{1}{2}$

der kürzeren Endkante zur Vertikal-

axe $14 \ 12 \ 56$.

Die verhüllten Rhomboëder (s. Ann. Bd. CXXXII, S. 393) der Form $-\frac{1}{4}R\frac{23}{5}$ sind:

$$y = \frac{37}{4}R, \ x = -8R, \ k = \frac{9}{4}R, \ r = -\frac{7}{2}R.$$

Combinationskante von $-4R\frac{5}{3}$ und $-\frac{5}{4}R\frac{23}{5} =$

$168^{\circ} \ 4' \ 35''$ (berechnet)

$168 \ 10$ (annähernde Messung).

Es beträgt die Neigung einer Fläche der neuen Form über beide Flächen $R5$ (y) in der Zone fort zur nächsten $-4R\frac{5}{3} =$

$95^{\circ} \ 28' \ 53\frac{1}{2}''$ (berechnet)

$95 \ 30$ (annähernd gemessen).

Neigung von $-\frac{5}{4}R\frac{23}{5}$ zur anliegenden Fläche des Hauptrhomboëders (durch Spaltung dargesehlt) =

$133^{\circ} \ 30' \ 8''$ (berechnet)

$133 \ 50$ (annähernd gemessen).

Das Skalenoëder $\frac{4}{5}R\frac{7}{6}$ (s. Fig. 9 Taf. V) ist neu; fällt in die Endkantenzone des Hauptrhomboëders, die Combinationskante zwischen diesem und dem ersten stumpferen abstumpfend. Es waren bisher acht ähnlich liegende Formen bekannt, deren Gränzwerte einerseits das Hauptrhomboëder, andererseits das Hexagondodekaëder $\frac{2}{3}P2 (= 3a:\frac{3}{2}a:3a:c)$ sind (vergl. a. a. O. S. 399). Unsere neue Form stellt sich als neunte in diese Reihe und zwar als nächste dem Gränz-

werthe R , indem die Flächen dieses Skalenoëders sich nur äußerst wenig über der Hauptrhomboëderfläche erheben.

Längere Endkante $175^{\circ} 8' 20''$.

kürzere Endkante $112 48 56$

Seitenkante $73 8 26$

Neigung der längeren Endkante zur

Vertikalaxe $48 23 25$

der kürzeren Endkante zur Vertikal-

axe $63 44 16$.

Für die längere Endkante hatte eine angenäherte Messung den Winkel 175° ergeben.

Die verhüllten Rhomboëder unseres dem Hauptrhomboëder am nächsten liegenden Skalenoëders sind:

$$y = -\frac{2}{5}R, x = R, k = -\frac{1}{15}R, r = \frac{13}{15}R.$$

Das Skalenoëder $\frac{1}{10}R7$ gehört gleichfalls den eben erwähnten Formen an, deren Flächen zwischen denjenigen des Dodekaëders $\frac{2}{3}P2$ und des Hauptrhomboëders liegen. Während aber das vorhergehende Skalenoëder zunächst dem Gränzwert R steht, so bildet das in Rede stehende den Uebergang zum Dodekaëder. $\frac{1}{10}R7$ wird von Zippe an Krystallen von Prag als einzige Form aufgeführt, s. Fig. 1 (bei Zippe).

Das Dodekaëder $\frac{2}{3}P2$ ist unter allen am Kalkspath vorkommenden dasjenige, welchem die kürzeste Hauptaxe zukommt; es bildet Zuschärfungen der Endkanten des Hauptrhomboëders.

Wie schon oben bemerkt, ist die Ausbildungsweise der Krystalle aus verschiedenen Melaphyr-Drusen eine verschiedene. Eine der ausgezeichnetsten Combinationen, welche mehrfach wiederkehrt, ist in Fig. 9 Taf. V dargestellt, deren Originalkrystall sich in der Sammlung der Bergschule zu Saarbrück befindet. Auf einer zunächst mit kleinen Quarzkrystallen überzogenen Druse sitzt eine Gruppe von Kalkspathkrystallen, deren größter etwa 2 Zoll misst. Die Krystalle sind niedrig, von rhomboëdrischem Ansehen durch das Vorherrschen der Flächen $\frac{4}{3}R\frac{1}{6}$, welche bei oberflächlicher Betrachtung wohl für geknickte Hauptrhomboëderflächen

genommen werden könnten. Die kürzeren Endkanten dieses Skalenoëders werden abgestumpft durch die Flächen $-\frac{1}{2}R$ (*g*). Ferner weist die Combination auf: $R5$ (*y*), $4R$ (*m*), ∞R (*c*), $\infty P2$ (*u*). Ausgezeichnet sind diese Krystalle durch ihre Zwillingslamellen, parallel $-\frac{1}{2}R$, welche vom Isländischen Doppelspath so bekannt sind. In unserem Falle sehe ich die eingeschalteten Lamellen in jedem Krystalle nur Einer Fläche $-\frac{1}{2}R$ parallel verlaufend. Die Oberfläche der Krystalle hat eine eigenthümliche gleichsam erodirte Beschaffenheit und einen an Zuckerkrystalle erinnernden Glanz. Die Flächen sind drusig, die Kanten gerundet, man erhält den Eindruck als ob eine lösende Flüssigkeit auf diese Kalkspathkrystalle gewirkt. In Folge dieser Aetzung treten auch die Zwillingslamellen deutlicher als an irgend einem andern mir bekannten Fundorte auf: als tiefe, bis $\frac{1}{2}^{\text{mm}}$ breite Furchen. Die eigenthümliche Beschaffenheit der Kalkspath-Oberfläche steht vielleicht in Verbindung mit der Umänderung von Eisenkies in Eisenoxydhydrat, welches letzteres in den betreffenden Drusen nie fehlt, theils als Nadeleisen, theils in Pseudomorphosen nach Eisenkies.

Im Gegensatz zu dieser niedrigen rhomboëder-ähnlichen Gestalt zeigen die Krystalle anderer Drusen spitzere Skalenoëder und das Vorherrschen der hexagonalen Prismen, mit welcher Ausbildungsweise sich zugleich höchst merkwürdige Fortwachsungen und Umrundungen verbinden, von denen die Figg. 10 und 11 Taf. V eine Anschauung geben sollen. Aehnliche Bildungen sind vom Kalkspath bereits an mehreren Fundorten beobachtet worden (schon Lévy bildet von Andreasberg Krystalle ab, deren Kern durch das erste spitze Rhomboëder $-2R$ gebildet, um welchen sich als Hülle das erste hexagonale Prisma ∞R nebst der Basis OR herumlegt), aber niemals wohl in gleich ausgezeichneter Weise, wie aus dem Tunnel von Kronweiler. Fig. 10 stellt einen fast 4 Zoll großen Krystall im Museum des naturhistorischen Vereins dar, dessen Träger das Skalenoëder $R3$ (*r*) ist. Als eine Fortwachsung bildete sich auf der Spitze von *r* das zweite hexagonale Prisma *u* in Combination mit

dem stumpfen Skalenoëder $\frac{1}{10}R7$ aus. Diesen beiden genannten Formationen, welche farblos oder doch nur äußerst schwach gefärbt sind, folgte die dritte Bildung, welche um das allein herrschende zweite Prisma eine Combinationsform des ersten und zweiten, gleich einem Ringe, legte. Die obere Begrenzung dieses Rings legt sich in das Niveau von $\frac{1}{10}R7$, doch bleibt die Gränze zwischen der zweiten und dritten Formation, theils durch eine Furche, theils durch eine verschiedene — bräunlichgelbe — Färbung stets deutlich erkennbar. Bei dieser seltsamen Combination sieht man inmitten der Flächen c die zuweilen etwas gerundeten Kanten des hexagonalen Prismas u — zweite Formation — herabziehen, wie es in der Zeichnung angedeutet ist. So zerfällt also die dritte Formation eigentlich in sechs Platten, welche sich zu einem Kragen an einander schliessen. Andere Krystalle zeigen eine weitere Fortbildung der dritten Formation, wobei die älteren Kanten des zweiten hexagonalen Prismas ganz umhüllt werden. Das grofse Skalenoëder r ruht an seinem untern Ende wieder auf Kalkspathkrystallen in den Formen des ersten hexagonalen Prismas.

Eine andere häufig zu beobachtende Fortwachsung stellt Fig. 11 Taf. V dar: der Kern der Krystalle besteht aus einer Combination von — $4R\frac{5}{3}$ und $R5$ (y), denen sich als Endigung entweder das Hexagondodekaëder $\frac{2}{3}P2$ (π) oder das Skalenoëder $\frac{1}{10}R7$ nebst dem ersten stumpfen Rhomboëder — $\frac{1}{2}R$ (g) zugesellen. Diese Kernkrystalle, welche oft nicht ganz umhüllt sind, sondern mit ihren Köpfen frei hervorragen, tragen auch das neue spitze Skalenoëder — $\frac{5}{4}R\frac{23}{5}$ (Fig. 8). Ursprünglich erscheint an diesen Combinationen mehr oder weniger untergeordnet das erste Prisma c , welches aber bei der Fortwachsung der Krystalle zu gröfserer Ausdehnung gelangt und die Flächen der spitzen Skalenoëder mehr und mehr überwächst. Die Fig. 11 versucht durch eine verschiedenartige Zeichnung der Kantenlinien die ursprüngliche und neue Formation dieser Krystalle wiederzugeben: ausgezogen — sind die Kanten der jetzt vorliegenden Combination; gestrichelt-punktirt — sind die Kan-

ten des Kernkrystalls, insofern dieselben nicht mit den eben bezeichneten Kanten zusammenfallen und demgemäß ausgezogen sind; punktirt . . . sind die einspringenden Combinationenkanten zwischen dem Kern- und dem umhüllenden Krystall. So entstehen auf den abwechselnden Flächen des hexagonalen Prismas eigenthümliche, mit großer Regelmäßigkeit wiederkehrende Einkerbungen. Am Grunde derselben treten die längeren Endkanten des Skalenoëders — $4R\frac{5}{3}$ des Kernkrystalls hervor. Die zweite Krystallformation begränzt sich längs dieser Furche mit den entsprechenden Flächen des ersten hexagonalen Prismas. Häufig steigt die Neubildung nicht ganz bis zum Niveau der Flächen π des Kernkrystalls hinauf, dann schaut über der Hülle der obere Theil der Skalenoëderflächen $R5$, sowie, wenn sie vorhanden, — $\frac{5}{4}R\frac{23}{3}$ heraus. Es möchte nicht leicht seyn, die Ursache einer so seltsamen Fortwachsung zu ermitteln, den Grund anzugeben, weshalb diejenigen Flächen des hexagonalen Prismas, auf denen die Flächen y aufgesetzt sind, eben fortwachsen, während jene anderen, über welchen die Flächen — $4R\frac{5}{3}$ liegen, eine Unterbrechung erleiden. Es hat gleichsam den Anschein, wie wenn die stumpfe Endkante dieses letzteren Skalenoëders den Ansatz neuer krystallinischer Substanz weniger begünstige. Erst später, bei weiterem Fortwachsen schließt sich allmählich jene Furche und hinterläßt ein eigenthümlich geformtes, schmales Feld, dessen Spitze nach unten gerichtet ist, wie Fig. 11 Taf. V erkennen läßt. Zuweilen sind beide Enden dieser Krystalle sichtbar, alsdann zeigen sich begreiflicher Weise die Einkerbungen unten auf den abwechselnden Flächen und die betreffenden Fortwachsungsfelder richten ihre scharfe Spitze nach oben.

Eine andere Fortwachsung lassen mehrere ausgezeichnete Krystalle in der Sammlung unseres naturh. Vereins erkennen. Die Krystalle sind Combinationen des ersten Prismas mit dem ersten stumpfen Rhomboëder — $\frac{1}{2}R$. Auf die Enddecke des letztern blickend, bemerkt man einen schwach leuchtenden, sechsstrahligen Stern. Diese Erscheinung rührt von einem

umschlossenen Kernkrystall her, dessen Endigung durch das Skalenoëder $\frac{1}{10}R7$, oder ein diesem sehr nahe liegendes, gebildet wird. Durch Untersuchung der aus dem Innern schimmernden Reflexe ergibt sich, daß die herrschende Form des Kernkrystalls das Hauptskalenoëder $R3$ ist. Nicht selten sind die Gränzen der verschiedenen Formationen auch noch durch Streifen und Schichten feinsten Eisenkieskryställchen bezeichnet.

25. Olivin in den Laacher Sanidin-Auswürflingen.

In dem sogenannten Laacher Trachyt, welcher nach der scharfsinnigen Ansicht des Pat. Wolf das Product einer Zusammenschmelzung von basaltischer Lava mit Sanidingestein ist, bildet Olivin in Begleitung von Häutyn, Sanidin, Augit, Hornblende, Glimmer einen häufigen und wesentlichen Gemengtheil (vergl. v. Dechen, »Führer z. Laacher See«, S. 61, Wolf, »Auswürflinge d. Laacher See's«, in Zeitschr. d. d. geol. Ges. 1868, S. 64 bis 76). Von diesen eigenthümlichen Auswürflingen sind indeß die krystallinisch-körnigen Sanidingesteine wohl zu unterscheiden, aus deren mineralreichem Aggregat Olivin bisher nicht bekannt war. — Ein Sanidingestein, im Besitze des Ober-Post-Dir. Hrn. Handtmann in Coblenz, welches mir zur Bestimmung durch Hrn. Wolf übergeben wurde, bot mir Gelegenheit das Vorkommen jenes Minerals in einer eigenthümlichen Varietät in den Sanidingesteinen zu constatiren. In einer kleinen Druse jenes, außer dem herrschenden Sanidin noch Magnesiaglimmer und Magneteisen umschließenden Stücks, saßen mehrere sehr kleine Krystalle, welche wohl Niemand nach ihrem äußern Ansehen würde als Olivin bestimmt haben. Farbe und Durchscheinendheit jener Krystalle erinnern ganz an Rutil und zwar an jene edle, stark durchscheinende Abänderung, welche eingewachsen im Dolomit des Binnenthals vorkommt. Bei Lampenlicht ist der Reflex der Flächen bläulich. Der Glanz ist halbmatt. Alle Flächen sehr glänzend, so daß es möglich war, trotz der außerordentlichen Kleinheit derselben, sie annähernd zu messen. Fig. 7

Taf. V stellt die Form und sämtliche bestimmbare Flächen dar.

$$e = (a : b : c), P$$

$$f = (a : \frac{1}{2}b : c), 2\check{P}2$$

$$d = (a : c : \infty b), \bar{P}\infty$$

$$h = (b : c : \infty a), \check{P}\infty$$

$$k = (b : 2c : \infty a), 2\check{P}\infty$$

$$(2b : c : \infty a), \frac{1}{2}\check{P}\infty$$

$$s = (a : \frac{1}{2}b : \infty c), \infty\check{P}2$$

$$z = (a : \frac{1}{4}b : \infty c), \infty\check{P}4$$

$$a = (a : \infty b : \infty c), \infty\bar{P}\infty$$

$$b = (b : \infty a : \infty c), \infty\check{P}\infty$$

$$c = (c : \infty a : \infty b), 0P.$$

Die Ausbildung ähnelt demnach derjenigen der orientalischen Olivine, der sog. Chrysolithe (s. Lévy, Pl. XXXII, Fig. 3 bis 9, Des Cloizeaux, Atl. Pl. VIII, Fig. 42).

Zahlreiche Messungen der Kanten eines der flächenreichen Krystalle ergaben eine nahe Uebereinstimmung mit den Olivinen vom Vesuv nach den Messungen von Scacchi, sowie mit den Messungen, welche v. Kokscharow an Chrysolith-Krystallen, die seiner Vermuthung zufolge aus Brasilien stammten, ausführte. Die eigenthümliche, bisher noch nicht beobachtete Farbe des Olivins aus dem Laacher Sanidin-Gestein, läßt auf eine, von den andern bekannten Olivinen abweichende Zusammensetzung schließen. Leider ist die Hoffnung sehr gering, daß durch neue und reichlichere Funde die Möglichkeit geboten werde, eine chemische Analyse der beschriebenen Krystalle auszuführen. Wenn es gestattet ist, eine Vermuthung über die Mischung dieses merkwürdigen Olivins auszusprechen, so dürfte Titansäure in demselben vorausgesetzt werden. Des Cloizeaux führt (*Manuel de Min. T. I, 35*) einen *Péridot titanifère* auf, an welchem er eine dem Olivin entsprechende Form zu erkennen glaubt. Das zu Pfunders in Tyrol auf Kalkspath-

Schnüren im Talkschiefer vorkommende Mineral, ist in dünnen Splittern durchscheinend von braun-rother Farbe. In den Laacher Gesteinen ist die Titansäure im Titanit und Magneteisen reichlich vorhanden.

26. Olivin-Zwilling vom Vesuv.

Bekanntlich sind Zwillingsverwachsungen beim Olivin eine große Seltenheit. Es ist dies um so auffallender, da die Krystallform dieses Minerals zu denjenigen rhombischen Systemen gehört, welche ein Prisma von nahe 120° besitzen und eine große Neigung zur Zwillings- und Drillingsbildung verrathen, vermöge welcher letzteren diese Mineralien (Chrysoberyll, Alstonit, Witherit, Strontianit, Weisblei, Aragonit etc.) einen scheinbar hexagonalen Typus annehmen können. Es bildet nämlich das Längsprisma h (s. Fig. 7 Taf. V), welches allerdings nicht zu den herrschenden Formen gehört, über der basischen Fläche c , die Kante von $119^\circ 12\frac{1}{4}'$ (das entsprechende Prisma des Chrysoberylls = $119^\circ 46'$). In der Erwägung, daß wahrscheinlich nur wenige Mineralogen ausgezeichnete Olivin-Zwillinge, wie sie in den Auswürflingen des Vesuvs vorkommen, kennen, habe ich es nicht als vergebliche Mühe erachtet, einen mir (1865) von Prof. Scacchi in Neapel verehrten Krystall in schiefer Projection darzustellen, Fig. 17. Die Zeichnung stellt einen Durchkreuzungs-Zwilling dar, dessen Zwillings-Ebene eine Fläche des Prismas h ist. Die Ebene, welche die stumpfe einspringende Kante unserer Gruppe halbirt, ist die beiden Individuen gemeinsame Fläche h , während diejenige Ebene, welche den scharfen einspringenden Winkel halbirt, zwar nicht mit einer Krystallfläche zusammenfällt, indess doch in ihrer Lage nicht allzu sehr abweicht von einer Fläche ($b:3c:\infty a$), bisher am Olivin noch nicht beobachtet. Die Neigung einer Fläche dieses Längs Prismas zur Längsfläche b würde nämlich betragen $150^\circ 24'$, während die Verwachsungs-Ebene mit der Längsfläche den Winkel $149^\circ 36'$ bildet. Die beiden Krystalltafeln des Zwillings kreuzen sich also unter dem Winkel von $60^\circ 48'$.

Es messen ferner am Zwilling die Neigungen:

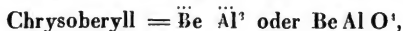
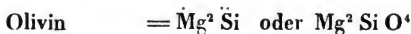
$n : \underline{n}$ (einspringende Kante über der Verwachsungs-Ebene)	= 137° 16'
$n : \underline{n}$ (einspringende Kante über der Zwillingings-Ebene)	= 155 19
$e : \underline{e}$ (über der Verwachsungs-Ebene) . .	= 180 0
$e : \underline{e}$ (über der Zwillingings-Ebene)	= 141 24.

Dafs die beiden in der Verwachsungs-Ebene sich berührenden Flächen e und $\underline{e}$ in Eine Ebene fallen, ist sofort aus der Thatsache ersichtlich, dafs die Kanten $h : e$ und $\underline{h} : \underline{e}$ parallel laufen. Nach einer Mittheilung Scacchi's kommen am Vesuv aufser diesen Zwillingen auch Drillingskrystalle, vor. Durch diese Verwachsungen tritt nun die Analogie zwischen Olivin und Chrysoberyll in überraschender Weise hervor. In der That sind beide Mineralien gleich-gestaltig, in ähnlicher Weise wie z. B. Aragonit und Weifsblei.

Alle Flächen des Chrysoberylls finden sich auch beim Olivin. Es entsprechen die Oktaëder o und n des ersteren Minerals (s. G. Rose, Reise n. d. Ural, v. Kokscharow, Quenstedt) den Formen e und f beim Olivin; die Prismen s und i Chrysoberyll, denjenigen s und h Olivin. Die dreierlei Kanten der Grundform sind nach v. Kokscharow:

beim Chrysoberyll	139° 53', 107° 29 $\frac{1}{4}$ ', 86° 15 $\frac{3}{4}$ '
beim Olivin	139 54 $\frac{1}{3}$, 108 29 $\frac{1}{3}$, 85 17 $\frac{1}{3}$.

Wir haben es hier mit einem jener Fälle zu thun, in welchen Formgleichheit ohne Gleichheit oder Aehnlichkeit der chemischen Zusammensetzung stattfindet. Wir mögen die Formeln jener beiden Mineralien nach der ältern oder neuern Weise schreiben:



so ist eine nähere Beziehung in der Zusammensetzung beider nicht zu erkennen. Ueber eine Relation zwischen Olivin und Chrysoberyll, welche sich in dem Quotient der

Atomenzahl in das Atomvolum darstellt, s. Quenstedt, Mineralogie, S. 160.

Der in der Zeichnung dargestellte vesuvische Zwillings gehört zu der von Brooke Monticellit genannten kalkreichen Varietät des Olivins. Bei der Berechnung der oben angegebenen Zwillinge-Winkel wurden die Messungen v. Kokscharows (s. Materialien) zu Grunde gelegt. Neben dem Vesuv ist als Fundstätte von Olivin-Zwillingen zu nennen Snarum in Norwegen; es sind die zu Serpentin umgeänderten Krystalle.

27. Babingtonit von Baveno.

Hr. Quint. Sella entdeckte vor einigen Jahren dieses bisher nur von wenigen Orten (Arendal, Shetlands Inseln, Gouverneur New-York) bekannte Mineral in den Drusen des Granits von Baveno, und stellte eine krystallographische Beschreibung der Krystalle in Aussicht. Da dieselbe indess von diesem ausgezeichneten Forscher wohl kaum noch mehr zu erhoffen seyn möchte, habe ich die günstige Gelegenheit, daß es Hrn. Dr. Krantz bei seinem letzten Aufenthalt in Baveno gelang, einige Babingtonit-Stufen zu erwerben, benutzt, um die Flächen der Krystalle zu bestimmen, und mit denen des Arendaler Vorkommens zu vergleichen. Zu den schönsten, durch die ausgedehntesten Brüche erschlossenen Granitgebirgen gehört bekanntlich der Monte Motterone (1491 m. h.) nebst dem ihm nördlich vorliegenden Montorfano bei Baveno am Langensee. Der letztere Berg erhebt sich ganz isolirt aus der umliegenden See- und Thallfläche, während die Granitmasse des Motterone zwar gegen West und Nord durch die breite Thalebene von den umliegenden Höhen geschieden ist, gegen Ost und Süd aber in deutlich entblößter Grenze mit dem Glimmerschiefer in Berührung tritt. Ungefähr halbwegs zwischen Feriolo und Baveno beginnt diese Gränze, und läuft am linken Gehänge der Baveno-Schlucht in südwestlicher Richtung hin. Am Thalursprung wendet sich die Linie mehr gegen Süd, gegen den hohen Gipfel des Berges, um dann nach dem nordöstlichen

Ufer des Orta-See's fortzusetzen. So bildet also Granit den nordwestlichen Theil der inselartigen Gebirgsmasse zwischen dem Orta- und dem südlichen Zweige des Langensee's. Das Streichen der Glimmerschiefer-Straten ist *h.* 4, also ungefähr der Gesteinsgrenze parallel; das Fallen ist unter Winkeln von 20° , 30° bis 35° gegen Südost, also von der Granitgrenze ab, gerichtet. Doch findet sich auf kurzer Erstreckung auch horizontale Lagerung, selbst ein Einfallen (unter 10°) gegen die Grenze hin. Diese ist nicht geradlinig, sondern springend und zackig. In der Baveno-Schlucht beobachtete ich an der Gesteinsgrenze auf das Deutlichste, daß sich Gänge und Trümmer vom Granit ablösen, und, sich allmählig auskeilend, in den Glimmerschiefer eindringen. Diese Apophysen bestehen aus einer besonders quarzreichen Gesteins-Varietät. Der Granit umschließt in der Nähe der Grenze sehr viele unverkennbare Schiefer-Fragmente. Entsprechend dem herrschenden Fallen des Schiefers gegen Südost zieht sich der Granit unter dem geschichteten Gestein hinweg, dessen Auflagerung auf dem Eruptivgestein an einigen Felswänden der genannten Schlucht schön zu beobachten ist. Hier setzt nahe der Grenze im Glimmerschiefer ein Kupferkies-führender Quarzgang auf, *h.* 2 streichend, steil gegen OSO fallend, oder senkrecht, 12 bis 15 Fufs mächtig. Der Granit von Baveno gehört wie alle in den Alpen verbreiteten Granite zu derjenigen Abtheilung, welche G. Rose Granitit genannt hat, und welche sich durch das Fehlen des weissen Glimmers im Gemenge auszeichnet. In zwei Varietäten tritt das Bavenoer Gestein auf, einer weislichen und einer röthlichen. Die Zusammensetzung beider ist indess gleich: Feldspath, Oligoklas, Quarz, schwärzlicher Glimmer. In der ersteren Varietät ist der Feldspath weifs, in letzterer lichtfleischroth. Der weisse Granit bildet den Montorfano, sowie die nordwestliche Hälfte des Motterone, die röthliche Varietät setzt den hohen Gipfel selbst zusammen, und ist eröffnet in den grofsartigen Brüchen von Feriolo und Baveno. In einzelnen Bergtheilen enthält der Granit viel Eisenkies beigemengt; solche Massen sind natürlich als

Architectursteine nicht zu verwenden. Der weisse Granit des Montorfano schliesst nur selten Drusen ein, und diese enthalten ausser den wesentlichen Gemengtheilen der Grundmasse Krystalle von Albit, Chlorit, Laumontit, Chabasit, Stilbit (Strahlzeolith), Kalkspath. Von letzterem, in Graniten wenig verbreiteten Mineral (diese Mitth. Forts. III. Ann. Bd. CXXII. 405.) sah ich in der Sammlung des Castel S. Valentino einen zwei Zoll grossen tafelförmigen Krystall von dem genannten Fundorte. Eingewachsen enthält der weisse Granit neben Eisenkies zuweilen (nach Dr. Strüver) auch Magnetkies.

Der rothe Granit von Baveno ist weit reicher an Drusen als der vorige und beherbergt in denselben eine grössere Mannichfaltigkeit von Mineralien: Feldspath in den bekannten Zwillings-, doch auch in einfachen Krystallen, Albit, Quarz, dunklen und lichten Glimmer, Hornblende, Epidot, Babingtonit, Turmalin, Axinit, Laumontit, Datolith, Stilbit, Chabasit, Chlorit, Hyalith, Eisenglanz, Flussspath, Kalkspath, Gadolinit, Tungstein. Unter den genannten Mineralien wurde der Axinit vor Kurzem durch Dr. Strüver in Turin (*Cenni su alcuni minerali italiani, Atti Acc. d. Sc. Tor.* 1867) aufgefunden, in Begleitung von Epidot und Flussspath (auch auf den Silbergängen von Kongsberg ist der Axinit begleitet von Flussspath), und bedeckt von Laumontit. Die Form der Krystalle ist die gewöhnliche. Es herrschen vor die Flächen P , r , u . Die Granitdrusen von Baveno sind bisher die einzige Fundstätte des Axinit in Italien.

Einer der sehenswerthesten Krystalle der reichen Turiner Sammlungen ist ein zwei Zoll grosser Datolith von lichtgelblichgrüner Farbe sitzend auf Feldspath und Quarz in einer herrlichen Druse von Baveno (No. 15042, S. Valentino). Es haben sich bisher nur einige wenige dieser Datolithe gefunden. Das Verdienst, dieselben erkannt zu haben, gebührt Sella nach Haidinger (Wien. Ak. XXIX, 239). Der erwähnte Krystall besitzt etwas gerundete Flächen, und glaube ich daran die Combination P , r , u , s , a (Quenstedt) oder c , u , d , e , a (Miller) beobachtet zu haben.

Ein noch weit größerer Krystall befindet sich im Besitze des Hrn. Sella. Stilbit und Chabasit wurden von Dr. Strüver aufgefunden (*Atti Acc. d. Sc. Tor.* 1866). Der letztere Zeolith ist bald farblos, weiß, bald honiggelb, also wie das Vorkommen im Granit des Ziegenrückens bei Goslar. Der Flußspath ist farblos, grün oder violett. Schon 1862 analysirte Pisani ein Mineral aus dem Granit Baveno's, in welchem er Kieselsäure, Cer, Yttererde und Eisen nachwies und demnach Gadolinit vermuthete. Strüver konnte dieß verificiren durch Auffindung mehrerer deutlicher olivengrüner Krystalle, deren Form mit der Fig. 3, Taf. XXXII bei Levy (reproducirt bei Des Cloizeaux Pl. IX, Fig. 48) übereinstimmt. Auch die Auffindung des Tungsteins verdanken wir Strüver. Die kleinen octaëdrischen Krystalle sind in Begleitung von Flußspath auf Feldspath aufgewachsen und zuweilen von Hyalith bedeckt.

Figg. 19 und 19a Taf. V stellen die Form des Babingtonits von Baveno nebst den an diesen Krystallen von mir beobachteten Flächen dar:

$$a = (a : \infty b : \infty c), \infty \bar{P}\infty$$

$$b = (b : \infty a : \infty c), \infty \bar{P}\infty$$

$$c = (c : \infty a : \infty b), oP$$

$$d = (a : c : \infty b), 'P'\infty$$

$$g = (\frac{1}{2}a : b' : \infty c), \infty 'P2$$

$$h = (a : b : \infty c), \infty P'$$

$$f = (\frac{2}{3}a : b' : \infty a), \infty 'P\frac{3}{2}$$

$$s = (b' : c : \infty a), 'P\infty$$

Von vorstehenden Flächen ist *f* am Babingtonit noch nicht beobachtet worden.

Zur Vergleichung mit den Bavenoër Krystallen habe ich die Form derjenigen von Arendal in Fig. 18 dargestellt. ¹⁾

1) Durch ein Versehen des Lithographen wurde es versäumt, die nach meiner Zeichnung gefertigte Pause der Fig. 18 zu wenden. Man erhält die Fig. 18 in der Stellung von 19, in welcher auch Dauber den Babingtonit aufgefaßt hat, wenn man die Figur im Spiegel sieht. Man betrachte die Zeichnung entweder in einem vertical hängenden Spiegel,

Dieselben sind umschlossen von den Flächen a , b , c , d , g , h (welche bereits Lévy — der Begründer dieser Species — an den Krystallen von Arendal aufführt, s. Atlas Pl. XXX, Fig. 2), und ferner von den Flächen s und $o = (b : c : \infty a)$, $P' \infty$ (welche von Dauber in seinen trefflichen »Unters. an Min. der Samml. v. Dr. Krantz« s. diese Ann. XCIV, S. 402 bestimmt wurden). Von diesen beiden letzteren Flächen ist nur s bestimmbar durch die beiden Zonen $b : s : c$ und $d : h : s$; o ist durch Zonen nicht bestimmbar. Während die Krystalle von Arendal in der Richtung der Vertikalaxe ausgedehnt sind, erscheinen diejenigen von Baveno in dieser Richtung stets verkürzt. Zuweilen fehlt sogar a , und die Flächen d und c schneiden sich in einer scharfen Kante. Am besten ausgebildet sind a , dann b und g ; d und c sind durch eine parallel ihrer Combinationskante laufende Streifung entstellt, die anderen sind nur sehr klein. Spaltbar parallel b und c . Die Arendaler Krystalle haben bekanntlich eine gewisse Aehnlichkeit mit schwarzem Augit, welche indess bei den Bavenoërn gänzlich zurücktritt. — Der Babingtonit findet sich als große Seltenheit in den Brüchen von Feriolo aufgewachsen auf Feldspath, Albit und Quarz, und wie diese Mineralien zuweilen von Eisenrahm bedeckt, in Granitdrusen.

Die geringe Größe und die Flächenbeschaffenheit machen ganz genaue Messungen der Krystalle von Baveno mittelst des Fernrohr-Goniometers nur für wenige Kanten möglich. So bestimmte ich, als spiegelndes Bild eine Flamme anwendend, $a : b = 112^{\circ} 17'$ (von Dauber an Krystallen von Arendal ermittelt $= 112^{\circ} 13'$), $b : d = 98^{\circ} 54'$ (Dauber $= 98^{\circ} 52'$), $b : g' = 115^{\circ} 15'$ (D. $= 115^{\circ} 25'$), $b : c = 132^{\circ} 53'$ (D. $= 132^{\circ} 28'$), $a : c = 92^{\circ} 54'$ (D. $= 92^{\circ} 33'$). Dauber's Zusammenstellung der an Arendaler Krystallen gemessenen Winkel läßt ein außerordentliches Schwanken der Kantenwerthe erkennen, welches sich auch bei dem Bavenoër Vorkommen wiederholt.

oder stelle eine spiegelnde Fläche neben die Zeichnung parallel der Kante $a : g$, nicht aber parallel der Kante $a : d$ auf das Papier,

28. Cacitkrystalle (Freiesleben) am Dollart in Ostfriesland.

Hr. Major von Röhl in Aurich sandte mir (Juli 1868) eigenthümlich gestaltete Krystalle, welche sich am krummen Horn am Dollart im Kleiboden der Marschen (der sogenannten Wühlerde) des nördlichen Friesland gefunden hatten. »Der Boden, schreibt Hr. von Röhl, wird zeitweise bis 9 Fufs tief umgesetzt, damit die untere, fruchtbare, noch nicht ausgesogene Erde nach oben kommt, wodurch das Düngen erspart wird. In dieser Weise bringt das Land 15 bis 20 Jahre die besten Früchte ohne Dünger hervor.« Die übersandten 1 Zoll grossen, theils einzelnen, theils zu Gruppen vereinigten, zuweilen auch zu Zwillingen verwachsenen Krystalle stellten sich sogleich als identisch heraus mit jenen bekannten Pseudomorphosen, welche zuerst (1825) Freiesleben in einem (zerklüfteten Gypse eingelagerten) Alluvialthon bei Obersdorf, unweit Sangershausen auffand und mit dem Namen Calcit belegte. Diese pseudomorphen Krystalle wurden von Breithaupt als Umwandlungsspseudomorphosen nach Gaylussit gedeutet, und dieser Deutung stimmte v. Haydinger bei, als er ähnliche Krystalle aus einer Kalksteinhöhle in der Tufna bei Hermanecz, unweit Neusohl, auffand und beschrieb. Gleiche Krystalle beschrieb G. Rose aus Mergel, 6—7 Fufs unter der Dammerde bei dem Dorfe Kating in der Nähe von Tönningen, Schleswig (vergl. Blum, Pseudomorphosen, 1843 S. 13). In allen deutschen mineralogischen Werken, welche ich nachsehen konnte, vermifst man die Untersuchung der Form dieser Pseudomorphosen durch Des Cloizeaux (*Ann. d. Chimie et de Physique* VII, 489, 1843). Durch eine vollständige Revision der Krystallformen des Gaylussit's überzeuete sich dieser Forscher, dafs die sogenannten Calcit-Krystalle nicht Afterbildung nach Gaylussit, sondern nach Cölestin sind. Die Primärform unserer Pseudomorphose findet sich wieder in derjenigen Varietät des Cölestins, welche Haüy apophane oder apotome nannte (s. *Dufrénoy, Traité de Min. T. II., p. 274, 282; Figg. 121 und 126, Pl. 21*).

Das neue Vorkommen der Cölestin-Pseudomorphosen

schließt sich in jeder Hinsicht vollkommen an das Schleswig'sche an.

Erklärung der Tafel V, Figg. 1—19.

- Fig. 1. einfacher tafelförmiger Tridymitkrystall.
 Fig. 2 und 2a. Tridymitzwilling in schiefer und gerader Projection. Die Individuen sind an einander gewachsen.
 Fig. 3 und 3a. Tridymitdrilling in schiefer und gerader Projection. Die Individuen an einander gewachsen.
 Fig. 4 und 4a. Tridymitzwilling durch einander gewachsen, in schiefer und gerader Projection.
 Fig. 5. durcheinander gewachsener Tridymitzwilling.
 Fig. 6. Sanidin von Laach.
 Fig. 7. rother Olivin in Sanidingestein von Laach.
 Fig. 8. Kalkspath aus den Malaphyr-Drusen von der Rhein-Nabe-Bahn mit dem neuen Skalenoëder — $\frac{5}{4} R \frac{23}{5}$.
 Fig. 9. Kalkspath von gleichem Fundorte mit dem neuen Skalenoëder $\frac{5}{4} R \frac{7}{6}$.
 Fig. 10. Kalkspath von demselben Fundorte mit Fortwachsungen.
 Fig. 11. Kalkspath vom gleichen Fundorte mit Fortwachsungen: das erste Prisma umhüllt die Combination von — $4 R \frac{5}{3}$ mit $R 5$. Merkwürdige, sich später erst ausfüllende Einkerbungen.
 Fig. 12. Sanidin-Zwilling vom Vesuv. Zwillings-Ebene n . Die Trennungsebene der Individuen läuft durch die Kanten.
 Fig. 13. Sanidinzwilling vom Vesuv. Zwillings-Ebene n . Die Flächen MM begegnen sich an der Zwillingsgrenze einerseits zu einer aus-, andererseits zu einer einspringenden Kante.
 Fig. 14. Sanidinzwilling vom Vesuv. Zwillings-Ebene n . Die Individuen sind unsymmetrisch ausgebildet, so daß M und P durch die Zwillingsgrenze in einer sehr stumpfen Kante geschieden sind.
 Fig. 15. Sanidinzwilling aus einem Trachyte Peru's. Zwillings-Ebene M . Der untere Theil ist ergänzt.

Fig. 16. Feldspathzwilling, in Dr. Tamman's Sammlung. Zwillingsebene n . Die Zusammenwachsungsebene ist hier ganz ungewöhnlich.

Fig. 17. Olivin- (Monticellit) Zwilling vom Vesuv. Zwillingsebene ist h ; dieselbe ist in der Fig. durch eine gestrichelt-punktirte Linie, die Zusammenwachsungs Ebene, soweit sie auf die hintere Seite der Fig. fällt durch eine punktirte Linie angedeutet.

Fig. 18. Babingtonit von Arendal. Der Krystall ist in der Stellung gezeichnet, daß die Sehnlinie des Beschauers normal zur Fläche a gerichtet ist.

Fig. 19 und 19a. Babingtonit von Baveno in schiefer und gerader Projection. In Fig. 19 steht wieder die Fläche a normal zur Sehnlinie. Die Stellung der beiden in den Figg. 18 und 19 dargestellten Babingtonite unterscheidet sich dadurch von einander, daß was bei 19 oben und vorne, bei 18 unten und hinten sich befindet.

Anmerkung: Es ist mir von befreundeter Hand folgender Irrthum in der vorigen »Fortsetzung« dieser Mittheilungen gütigst mitgetheilt worden, welchen ich zu berichtigen bitte: Das Rhomboëder — $\frac{1}{2}R$ wird von Sella ganz richtig in seinem Quadro als $e\frac{3}{4}$ angeführt, wie auch von mir auf S. 391; während ich glaubte, Sella habe jener Form das Zeichen $e\frac{2}{3}$ gegeben.

S. 399. Die Seitenkante des Skalenoëders $\frac{1}{2}R\frac{1}{2}$ mißt nicht $124^{\circ} 45'$, sondern $63^{\circ} 53'$.

Fachgenossen werden mich durch fernere Mittheilung etwaiger Irrungen zu Dank verpflichten.

Anm. zu S. 581. Unter den Eisenolivinkrystallen, welche sich so häufig beim Eisenfrischprocesse bilden, finden sich zuweilen gleichfalls Zwillinge, worauf mich Hr. Dr. Kosmann hieselbst aufmerksam machte. Ich bestimmte an denselben die Prismen n und k , sowie die Fläche b . Im Uebrigen sind sie gleichgebildet als Durchkreuzungszwillinge, wie diejenigen vom Vesuv; sie sind indess sehr verkürzt in der Richtung des Prismas k .

IV. *Ueber die Krystallformen von Salzen einiger vom Phenol sich ableitender Sulfosäuren;*
von G. vom Rath.

Die Präparate, welche Gegenstand gegenwärtiger Untersuchung sind, wurden von Hrn. Prof. Kekulé dargestellt und mir zum Zwecke krystallographischer Beschreibung übergeben. Hr. Kekulé hatte die Güte, mir über die chemische Constitution und Darstellungsweise der betreffenden Salze Mittheilungen zu machen, welche mit den Worten des geehrten Forschers hier zu wiederholen, gestattet seyn möge.

»Das Phenol wird jetzt als ein Hydroxydderivat des Benzols angesehen: das heisst als die ringförmig geschlossene Gruppe C_6H_6 , in welcher 1 At. Wasserstoff durch den Wasserrest OH vertreten ist. Die noch vorhandenen Wasserstoff-Atome können dann durch Haloide oder auch durch Reste ersetzt werden, unter anderen auch durch den Schwefelsäurerest SO_3H , oder durch die von der Salpetersäure herrührende Nitro-Gruppe NO_2 . Alle den Schwefelsäurerest enthaltenden Derivate werden dermalen Sulfosäuren genannt.¹⁾

Wird Phenol mit gewöhnlicher Schwefelsäure behandelt, so entstehen zunächst Sulfosäuren, welche nur einmal den Schwefelsäurerest enthalten, also Phenolmonosulfosäuren. Ich habe nun vor einige Zeit gefunden²⁾, (und es ist dies seitdem von verschiedenen Chemikern bestätigt worden), daß dabei gleichzeitig zwei isomere Modificationen der Phenolmonosulfosäure gebildet werden, deren Verschiedenheit dadurch veranlaßt wird, daß der Schwefelsäurerest SO_3H in Bezug auf den Wasserrest einen anderen Ort einnimmt. Ich habe diese beiden Modificationen der Phenolmonosulfosäure als *Phenol-parasulfosäure* und *Phenol-metasulfosäure* bezeichnet, weil die erstere beim Schmelzen mit Kali Resorcin die andere dagegen Brenzcatechin erzeugt. Die Phenol-parasul-

1) $H = 1$; $O = 16$; $C = 12$; $S = 32$.

2) Zeitschrift f. Chemie 1867, S. 197.

fosäure wird bei gewöhnlichen Bedingungen in überwiegender Menge gebildet; die *Phenol-metasulfosäure* entsteht in größeren Mengen nur dann, wenn die Einwirkung der Schwefelsäure auf das Phenol bei verhältnißmäßig niedriger Temperatur erfolgt.

»Die *Phenol-parasulfosäure* bildet Salze die, so weit ich bis jetzt schon sehen konnte, in Wasser leicht löslich sind, aber doch mit Leichtigkeit in wohl ausgebildeten Krystallen erhalten werden.«

Phenol-parasulfosaures Natron $C_6H_5O.SO_3Na + 2H_2O$.

»Durch langsames Verdunsten der wässrigen Lösung erhalten; verliert sein Krystallwasser schon bei 100° .«

Krystallsystem *monoklin*. Die Krystalle stellen sich meist tafelförmig durch Vorherrschen der Querfläche dar. Durch Hinzutreten des monoklinen Octaëders sowie eines vertikalen Prismas erhalten die Krystalle gewöhnlich das Ansehen eines Hexagondodekaëders, dessen Endecke breit abgestumpft; s. Fig. 20.

Die Axenelemente sind folgende:

$$a : b : c = 0,7607 : 1 : 0,7902.$$

Axe *a* neigt sich nach vorne hinab und bildet mit der Vertikalaxe den Winkel $94^\circ 37' 8''$.

Der Berechnung obiger Werthe liegen folgende drei Messungen zu Grunde:

$$e : e' = 120^\circ 40', e : a = 127^\circ 2', e : o = 101^\circ 35'.$$

Die beobachteten Flächen erhalten die Zeichen

$$o = (a : b : c), -P$$

$$e = (a' : b : c), P$$

$$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P \infty$$

$$m = (a : b : \infty c), \infty P$$

$$n = (a : \frac{2}{3}b : \infty c), (\infty P \frac{2}{3})$$

$$l = (a : \frac{1}{3}b : \infty c), (\infty P \frac{1}{3}).$$

Für das monokline Oktaëder berechnen sich die Neigungen der Endkanten zur Vertikalaxe:

$$\text{vordere Kante } o : o' = 41^\circ 41'$$

$$\text{hintere Kante } e : e' = 46^\circ 7\frac{1}{2}'$$

$$\text{seitliche Kante } o : e = 51^\circ 41'.$$

	berechnet	beobachtet
$o : o'$	$= 124^{\circ} 33'$	
$o : a$	$= 131 \quad 23$	$131^{\circ} 30'$
$n : a$	$= 131 \quad 19\frac{1}{2}$	$131 \quad 19$
$n : n'$ seitlich	$= 97 \quad 21$	$97 \quad 24$
$e : n$	$= 140 \quad 17\frac{2}{3}$	$140 \quad 28$
$o : n$	$= 141 \quad 48\frac{1}{4}$	$141 \quad 47$
$a : m$	$= 142 \quad 50$	
$a : l$	$= 113 \quad 44$	
$o : \text{Basis } c$	$= 93 \quad 3\frac{1}{2}$	$c \text{ als Fläche nicht vorkommend}$
$a : a$ am Zwilling	$= 170 \quad 46$	
$n : n$ am Zwilling	$= 173 \quad 53.$	

Die Krystalle dieses Salzes sind ausgezeichnet durch ihre Zwillingbildung nach zwei Gesetzen:

a) Zwillingsebene ist die Querfläche. Während die einfachen Krystalle jenes fast hexagonale Aussehen darbieten, welches Fig. 20 wiedergibt, kommen auch langprismatische Krystalle vor, welche nur an einem Ende ausgebildet, am andern verbrochen sind. Die Endigung dieser Zwillingssprismen wird durch ein scheinbar rhombisches Octaëder gebildet. Bei den mir vorliegenden Krystallen sind es die schiefen Prismen oo beider Individuen, welche sich zum rhombischen Octaëder ergänzen. Das durch die Flächen ee gebildete Octaëder müßte an dem abgebrochenen Ende zur Ausbildung kommen. Diese so gestalteten Zwillinge erscheinen zuweilen dadurch höchst unsymmetrisch, daß statt des vollflächigen Octaëders $oo'oo'$ nur zwei Flächen oo vorhanden sind, deren schiefe Combinationskante in der Zwillingsebene verläuft.

b) Zwillingsebene ist die Basis. Fig. 20a stellt einen herrlich ausgebildeten kleinen Krystall dar, dessen Verwachsung und Ausbildung unter den Mineralien kaum ihres Gleichen haben mögen. Die schiefe Basis, welche als Krystallfläche nie erscheint, erhält hier als Zwillingsebene physische Existenz. Auf der einen Seite begegnen sich die bei-

den Querflächen $\underline{aa}$ und die Flächen des vertikalen Prismas $\underline{mm}$ zu ausspringenden, auf der andern Seite zu einspringenden Kanten. Dort liegen die Flächen $\underline{oo}$, hier die $\underline{ee}$. Die Naturgemäßheit der Annahme einer schiefen Basis, resp. einer schief zur Vertikallinie geneigten Axe a tritt hier unmittelbar in die Erscheinung. Hätte es der Natur gefallen, ähnliche Zwillinge als eine nicht seltene Erscheinung unter den Mineralien zu formen, so hätte nie ein Zweifel sich erheben können an der Naturgemäßheit schiefer Axen im monoklinen System.

An dem Zwilling Fig. 20a wurden mittelst des kleinen Goniometers folgende Kanten gemessen: $e : e' = 120^\circ 32'$; $e : o = 101^\circ 48'$; $e : n = 140^\circ 9'$; $\underline{a} : \underline{a} = 171^\circ 50'$; $\underline{n} : \underline{n} = 174^\circ 40'$.

Die Krystalle sind unvollkommen spaltbar parallel der basischen Fläche.

Phenol-parasulfosaures Mangan, $C_6H_5O \cdot SO_3Mn + 3H_2O$. »Das Salz verwittert und verliert das Krystallwasser schon bei 100° .«

Krystallsystem *triklin*, s. Fig. 21. Da die Flächenbeschaffenheit der Krystalle nur annähernde Messungen gestattet, so habe ich von einer vollständigen Berechnung dieses Systems abgesehen und beschränke mich darauf, die beobachteten Flächen und ihre gegenseitigen Neigungen anzugeben. Die Krystalle stellen sich als sechsseitig begränzte Tafeln dar, welche durch Zurücktreten zweier Begränzungsflächen $b b'$ zuweilen vierseitig erscheinen. Die Randflächen der Tafel b, c, d fallen in eine Zone, wodurch eine hervorstechende Eigenthümlichkeit der Krystalle gegeben ist. Es betragen die Neigungen $a : b = 86^\circ 50'$, $a : c = 127^\circ 12'$, $b : c = 119^\circ 5'$, $d : c = 112^\circ 55'$. Aus diesen vier Messungen berechnen sich die Winkel

	beobachtet
$d : a = 127^\circ 7'$	127 20
$d' : b' = 128 \ 0$	128 15.

Die Fläche e bildet eine Abstumpfung der scharfen Kante $a : c$. Ich maß die Combinationskante $e : c' = 101^\circ$,

$e : a = 131^{\circ} 40'$. Außer den genannten in die Figur eingetragenen Flächen beobachtete ich noch eine (f), welche die Ecke dca' oder $d'c'a$ abstumpft und gewöhnlich nur von sehr geringer Ausdehnung ist. Das an der obern Ecke erscheinende f bildet mit dem vordern a den Winkel von ungefähr $87^{\circ} 45'$, mit $d = 125^{\circ} 30'$, mit $c = 121^{\circ} 26'$. Zuweilen treten die Flächen b zurück, so daß d und c fast allein die Krystalltafel begrenzen, welche in diesem Falle eine nahe rechteckige Gestalt erhält. Der durch die Flächen c und d auf a oben gebildete ebene Winkel beträgt nämlich $= 92^{\circ} 7'$.

Die mir vorliegenden Krystalle erreichen bis 1 Zoll Gröfse, die Farbe ist licht bräunlich gelb; auf das Dichroskop wirken sie nur äußerst schwach.

Die dreierlei ebenen Winkel, von denen die Tafelfläche a umschlossen wird, berechnen sich wie folgt: anliegend d und $c = 92^{\circ} 7'$, anliegend b und $c = 130^{\circ} 47'$, anliegend b und $d = 137^{\circ} 6'$. Es ist bemerkenswerth, daß a fast gleiche Winkel mit c und d bildet.

Phenol-pärasulfosaures Kupfer » kann mit verschiedenem Krystallwasser erhalten werden. Bei Sommertemperatur werden sowohl beim Erkalten der heißen Lösung als beim langsamen Verdunsten grüne Krystalle erhalten von der Formel $C_6H_5O \cdot SO_3Cu + 3H_2O$. Bei Wintertemperatur entstehen grofse Krystalle von der Farbe des Kupfervitriols; sie enthalten $5H_2O$.«

Krystallsystem des Salzes mit drei Atomen Wasser *rhom- bisch*, s. Fig. 22 Taf. V. Die Krystalle erscheinen als Prismen, deren scharfe seitliche Kante oft sehr stark durch die Längsfläche abgestumpft wird; die Endigung wird durch ein Querprisma gebildet.

Die beobachteten Flächen sind folgende:

rhombisches Prisma $m = (a : b : \infty c)$, ∞P

» » $n = (a : \frac{1}{2} b : \infty c)$, $\infty \bar{P}2$

Querprisma $e = (a : c : \infty b)$, $\bar{P}\infty$

Längsfläche $b = (b : \infty a : \infty c)$, $\infty \bar{P}\infty$.

Die Beschaffenheit der Krystalle erlaubte nur annähernde Messungen, aus denen sich das Axenverhältniß

$$a : b : c = 0,871 : 1 : 0,779$$

herleitet. Die beiden der Rechnung zu Grunde gelegten Messungen sind

$m : m' = 97^{\circ} 62'$	$e : e' \text{ (in Axe } c) = 96^{\circ} 22'.$
berechnet	gemessen
$e : m = 120^{\circ} 11'$	$120^{\circ} 12'$
$m : b = 131 \quad 4$	$131 \quad 14$
$n : b = 150 \quad 9.$	

Die Krystalle dieses Kupfersalzes, ob durch Erkalten der heifs gesättigten Lösung oder durch allmähliges Verdunsten dargestellt, unterscheiden sich nicht wesentlich von einander. — Auf das Dichroskop wirken dieselben nur wenig ein, am bemerkbarsten in der Richtung der Axe *b*, d. h. normal zur Querfläche *b*.

» Wenn im Phenol zwei Wasserstoff-Atome durch Schwefelsäurereste ersetzt werden, so entsteht die Phenol-disulfosäure $C_6H_4O \cdot 2SO_3H$. Diese Verbindung wurde vor längerer Zeit von Griefs¹⁾ durch Behandlung von schwefelsaurem Diazobenzol mit Schwefelsäure dargestellt, aber durch eine falsche Formel ausgedrückt. Aus Phenol wurde sie von Leverkees und mir²⁾ zuerst dargestellt und wir erkannten gleichzeitig die Identität des so erhaltenen Körpers mit der sog. Disulfophenylensäure von Griefs.«

» Viele Salze der Phenoldisulfosäure krystallisiren mit ausnehmender Leichtigkeit.«

Phenol-disulfosaures Kali, $C_6H_4O \cdot 2SO_3K + H_2O$.

Krystallsystem *rhombisch*, s. Fig. 23 Taf. V. Die Krystalle erscheinen als rhombische Tafeln oder als rhombische Prismen, deren scharfe seitliche Kante durch die Längsfläche abgestumft wird.

1) Ann. d. Chem. und Pharm. Bd. CXXXVII, S. 69.

2) Zeitschr. für Chemie 1866, S. 693.

Die beobachteten Formen sind:

rhombisches Prisma $m = (a : b : \infty c), \infty P$

Längsprisma $g = (b : c : \infty a), \check{P} \infty$

Oktäeder $o = (\frac{1}{2}a : b : c), 2\bar{P}2$

Längsfläche $b = (b : \infty a : \infty c), \infty P \infty$

• Basis $c = (c : \infty a : \infty b), 0 P.$

Das Axenverhältniß abgeleitet aus den beiden Messungen $m : m' = 111^\circ 12'$ und $c : g = 152^\circ 50'$ ist

$$a : b : c = 0,68471 : 1 : 0,51319.$$

Aus diesen Werthen berechnen sich folgende Winkel

$m : b$	$= 124^\circ 24'$	gemessen
$g : b$	$= 117^\circ 10'$	116° 57'
$g : g'$	$= 125^\circ 40'$	125 42
$m : g$	$= 104^\circ 57'$	104 50
$o : o$	$= 148^\circ 13'$	148 15
$o : o''$		

$$(\text{seitliche Endkante}) = 125^\circ 40'$$

$$o : m = 144^\circ 34\frac{1}{2}' \quad 144^\circ 34'.$$

Die Ausbildung der Krystalle ist nicht selten gestört, es finden sich Differenzen in den Neigungen gut spiegelnder Flächen, welche 1° übersteigen, z. B. $g : c = 153^\circ 56'$. Die Flächen des Oktäeders sind nur selten vorhanden und immer untergeordnet; auch das Längsprisma fehlt oft. Eine ausgezeichnete Spaltbarkeit geht parallel der Längsfläche.

Phenol-disulfosaures Ammoniak, $C_6H_4O \cdot 2SO_3(NH_4) + H_2O$. »Das Salz ist luftbeständig, es wird bei 180° wasserfrei; es ist in Wasser sehr löslich, krystallisirt aber bei freiwilligem Verdunsten mit ausnehmender Leichtigkeit. Die großen und schönen Krystalle beweisen, daß Weinhold, der die Phenol-disulfosäure ebenfalls dargestellt und als Oxyphenylen-disulfosäure beschrieben hat, dem Ammoniaksalze Unrecht thut, wenn er ihm »sehr geringe Krystallisationsfähigkeit« zuschreibt ¹⁾.«

Die Krystalle gehören dem *monoklinen* Systeme an, s. Fig. 24 Taf. V, und bilden Combinationen eines vertikalen

1) Ann. d. Chem. und Pharm. CXLIII, 63.

Prismas dar, dessen scharfe vordere Kante schmal abgestumpft wird. In der Endigung erscheinen aufser der Basis drei schiefe Endflächen:

vertikales Prisma	$m = (a : b : \infty c), \infty P$
Querfläche	$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P \infty$
Basis	$c = (c : \infty a : \infty b), 0 P$
vordere schiefe Endfläche	$p = (a : c : \infty b), - P \infty$
hintere schiefe Endfläche	$x = (a' : c : \infty b), P \infty$
» » »	$y = (\frac{1}{3} a' : c : \infty b), 3 P \infty$

Das Axenverhältnifs

$$a : b : c = 1,38738 : 1 : 0,96818.$$

Axe a neigt sich nach vorne abwärts und bildet mit der Vertikalaxe den Winkel $94^{\circ} 20'$.

Die Axenelemente wurden aus folgenden drei Messungen berechnet

$$a : x = 121^{\circ} 58', m : m' = 71^{\circ} 44', x : c = 143^{\circ} 42';$$

	berechnet	gemessen
$a : m = 125^{\circ} 52'$		$125^{\circ} 50'$
$a : c = 85 \ 40$		$85 \ 47$
$a : p = 127 \ 48$		$127 \ 48$
$c : p = 146 \ 32$		
$p : x = 110 \ 14$		$110 \ 9$
$p : m = 111 \ 3$		$111 \ 2$
$c : m = 92 \ 32\frac{1}{4}$		
$x : m = 108 \ 4$		$108 \ 4$
$y : a = 153 \ 42$		
$y : x = 148 \ 16$		$148 \ 5.$

Eine deutliche Spaltbarkeit geht parallel der Fläche x .
Phenol-disulfosaurer Baryt $C_6H_4O_2S_2Ba + 4H_2O$.
 »Das Salz ist in heissem Wasser leicht, in kaltem weit weniger löslich, es wird bei 160° wasserfrei«. Von diesem Salze lagen mir Krystalle vor, welche drei verschiedenen Darstellungsarten ihre Entstehung verdanken: a aus neutralen oder alkalischen Flüssigkeiten krystallisirt, von gelber Farbe; b aus saurer Lösung, farblos; c nach der Griefs'schen Methode, also aus Diazobenzol dargestellt, von gelblicher Farbe. Die Krystalle dieser drei Darstellungen sind

wesentlich gleich und krystallisiren im *monoklinen* Systeme. Doch unterscheiden sich die Krystalle *a* durch eine etwas verschiedene Ausbildung von den durch die Darstellungsarten *b* und *c* erhaltenen Krystalle.

a) In vertikaler Richtung ausgedehnt, die scharfe nach vorne zu richtende Kante stets abgestumpft, niemals die stumpfe seitliche. Die Endigung wird durch eine Basis, eine vordere und eine hintere Endfläche gebildet, s. Fig. 25 Taf. V:

vertikales Prisma	$m = (a : b : \infty c), \infty P$
Querfläche	$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P \infty$
Basis	$c = (c : \infty a : \infty b), 0 P$
vordere Schiefendfläche	$p = (a : c : \infty b), - P \infty$
hintere Schiefendfläche	$x = (a' : c : \infty c), P \infty.$

Das Axenverhältniß

$$a : b : c = 1,6542 : 1 : 1,3400.$$

Die Axe *a* neigt sich nach vorne abwärts, so daß sie mit Axe *c* den Winkel $93^\circ 27'$ bildet.

Die Axenelemente wurden aus folgenden drei Messungen abgeleitet

$$a : x = 126^\circ 55', m : m' = 62^\circ 24', x : c = 139^\circ 38';$$

	berechnet	gemessen
$a : m$	$= 121^\circ 12'$	$121^\circ 12'$
$a : c$	$= 93 \ 27$	$93 \ 30$
$a : p$	$= 131 \ 5$	$\left\{ \begin{array}{l} 130 \ 40\frac{1}{2} \\ 131 \ 47\frac{1}{2} \end{array} \right.$
$c : p$	$= 142 \ 22$	$\left\{ \begin{array}{l} 141 \ 56 \\ 143 \ 12 \end{array} \right.$
$p : x$		
(über <i>c</i>)	$= 102 \ 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 102 \ 50 \\ 101 \ 34 \end{array} \right.$
$p : m$	$= 109 \ 54$	$109 \ 49$
$c : m$	$= 91 \ 47\frac{1}{6}$	$91 \ 53$
$x : m$	$= 108 \ 7\frac{3}{4}$	$108 \ 7.$

Die vorstehenden Messungen beziehen sich, wie auch jene drei der Berechnung zu Grunde gelegten, auf ein und denselben Krystall. Bei anderen Krystallen ergaben sich

größere Abweichungen von den berechneten Werthen. Eigenthümlich gestört ist die Bildung der in der Endigung zuweilen fast allein herrschenden Fläche p , sie ist convex gewölbt, doch so, daß man am Goniometer zwei deutlich getrennte Bilder erhält, von denen das eine der obern, das andere der untern Flächenhälfte entspricht. Bei keinem der gemessenen Krystalle ergab sich für die Kante $a : p$ oder $p : c$ ein Werth, wie ihn die einfache Relation zwischen den Flächen a, b, c, x erheischt. Ging ich umgekehrt von einer gemessenen Kante $a : p$ oder $p : c$ aus, so ergab sich für den Axenschnitt von x stets ein irrationaler oder wenig einfacher Werth. Wie man aus den Messungen erkennt, ist die richtige Lage von p , wie sie aus den gut gebildeten Flächen m, c, x folgt, eine mittlere zwischen jenen Ebenen, welche die doppelten Bilder erzeugen. Diese Krystalle wirken stark auf das Dichroskop.

b) Die aus saurer Lösung dargestellten, farblosen Krystalle sind tafelförmig und zeigen die Gestalt Fig. 25 a. Die Flächen sind dieselben wie diejenigen der Fig. 25 und vielleicht ist der Unterschied der Ausbildung, obgleich ihn alle mir vorliegenden Krystalle zeigen, doch nur ein zufälliger, in der Art, daß auch aus neutraler oder alkalischer Lösung tafelförmige und aus saurer Lösung prismatische Krystalle sich bilden können, was spätere Darstellungen entscheiden werden. Auch an diesen Krystallen habe ich einige Messungen angestellt; $a : x = 127^{\circ} 6'$, $m : m' = 62^{\circ} 45'$, $x : c = 139^{\circ} 44'$, $a : m = 121^{\circ} 19'$, $a : c = 93^{\circ} 18'$, $a : p = 131^{\circ} 0'$, $c : p = 142^{\circ} 40'$, $p : x = 102^{\circ} 0'$, $p : m = 109^{\circ} 56'$, $c : m = 91^{\circ} 58'$. Während die Abweichungen der gemessenen Kanten von jenen der Krystallisation im Allgemeinen wenig erheblich sind, nicht größer als sie gewöhnlich bei Salzen beobachtet werden, kann ich mit Sicherheit constatiren, daß bei den aus saurer Lösung dargestellten Krystallen (b) die vordere Prismenkante etwas stumpfer ist als bei jenen aus neutraler oder alkalischer Lösung. Die Krystalle c unterscheiden sich in keiner Weise von den eben geschilderten tafelförmigen Krystallen b.

Die Krystalle des phenol-disulfosauren Baryts sind vollkommen spaltbar parallel der Basis c .

»Auch die Substitutionsproducte des Phenols erzeugen bei Einwirkung von Schwefelsäure leicht Sulfosäuren. Aus der als Nitrophenol bezeichneten flüchtigen Modification des einfach-nitrierten Phenols habe ich so die Nitrophenolsulfosäure $C_6H_3 \cdot NO_2 \cdot OH \cdot SO_3H$ erhalten¹⁾. Die Säure ist zweibasisch, weil in ihr nicht nur der Wasserstoff des Schwefelsäurerestes SO_3H , sondern auch der Wasserstoff des Wasserrestes OH durch Metalle vertreten werden kann.«

»Beide Natronsalze dieser Säure krystallisiren mit ausnehmender Leichtigkeit, es ist tief orange gelb gefärbt.«

Binatrium-nitrophenolsulfat, $C_6H_3 \cdot NO_2 \cdot ONa \cdot SO_3Na + 3H_2O$.

Krystallsystem *triklin*, s. Fig. 26 Taf. V. Die Krystalle stellen sich dar als rhomboidische Prismen, in der Endigung durch drei doppelt-schief aufgesetzte Endflächen begränzt. Wir wählen als Axenebenen die Flächen a , b und c und nehmen als Axe a die Kante $b:c$, als Axe b die Kante $a:c$, endlich als Axe c die Kante $a:b$. A heisse die Kante der Flächen b und c , B die Kante der Flächen a und c , C diejenige der Flächen a und b ; α der Winkel zwischen den Axen b und c , β derjenige zwischen a und c , γ derjenige zwischen a und b . Es bestimme ferner Fläche m das Verhältniß der Axen $a:b:p$ dasjenige der Axen $a:c$; so erhalten wir als Axendimensionen sowie als Axenwinkel, letztere sämmtlich für den rechten oberen Quadranten, folgende Werthe:

$$a:b:c = 1,2472 : 1 : 0,67765.$$

$$A = 108^\circ 47'. \quad B = 105^\circ 52\frac{1}{2}'. \quad C = 108^\circ 48'.$$

$$\alpha = 104^\circ 53\frac{1}{2}'. \quad \beta = 120^\circ 56'. \quad \gamma = 104^\circ 54\frac{1}{2}'.$$

Diese Axenelemente wurden aus folgenden fünf Messungen berechnet:

$$a:b = 108^\circ 48'. \quad a:p = 124^\circ 58'. \quad b:p = 112^\circ 35'.$$

$$p:x = 137^\circ 36'. \quad a:m = 116^\circ 15'.$$

Demnach erhalten die beobachteten Flächen folgende Zeichen:

1) Zeitschrift f. Chemie 1867, S. 461.

$$a = (a : x : b : x : c), \quad x \check{P} x$$

$$b = (b : x : a : x : c), \quad x \check{P} x$$

$$c = (c : x : a : x : b), \quad o P$$

$$p = (a : c : x : b), \quad 'P x$$

$$x = (a' : c : x : b), \quad , \check{P}, x$$

$$m = (a : b' : x : c), \quad x 'P$$

berechnet	gemessen
$b : x = 101^{\circ} 30'$	
$b : c = 108 \quad 47$	$108^{\circ} 44\frac{1}{2}'$
$a : c = 105 \quad 52\frac{1}{2}$	
$c : p = 160 \quad 54\frac{1}{2}$	$160 \quad 49$
$c : x = 156 \quad 41\frac{1}{2}$	
$c : m = 84 \quad 13\frac{1}{6}$	
$a : x = 97 \quad 26$	
$m : b' = 134 \quad 57$	$134 \quad 59.$

Merkwürdig ist in diesem triklinen System die fast gleiche Neigung zweier Axenebenen, d. h. der Flächen a und c , zur dritten, zur Fläche b . Die Figur giebt den Krystall in der Stellung, daß die Sehlinie des Beschauers normal zur Fläche a steht. Diese erscheint nicht verkürzt; die ebenen Winkel, von denen a umschlossen wird, sind demnach die wahren. Eine deutliche Spaltbarkeit geht parallel der Fläche x . Untersucht man die Krystalle mittelst der dichroskopischen Lupe, indem man normal zur Fläche b hindurchsieht, so zeigen sie starken Dichroismus, nämlich dunkelorange und lichtgrünlichgelb. Normal zu x betrachtet, wirken die Krystalle gleichfalls auf das Dichroskop, doch weniger stark. Durchaus keine Farbenverschiedenheit der beiden normal zu einander polarisirten Lichtstrahlen findet statt, wenn man in der Richtung der Kante $a : p$ durch die Krystalle sieht.

Mononatrium-nitrophenolsulfat, $C_6H_3.NO_2.OH.SO_3Na + 3H_2O$ »aus dem vorigen Salz durch Einwirkung von Essigsäure dargestellt, bildet blafs honiggelbe Krystalle. Es ist in Wasser weit weniger löslich«.

Krystallsystem *triklin*, s. Fig. 27 und 27a. Die Krystalle sind prismatisch oder tafelförmig, oft sehr unsymme-

trisch ausgebildet; dieselben sind besonders dadurch bemerkenswerth, daß eine der vorherrschenden Flächen scheinbar von rechten ebenen Winkeln umschlossen wird (Fläche a). Wählen wir deshalb diese Fläche, so wie b und c zu Axenebenen und lassen durch p das Axenverhältniß $a : c$, durch q das Verhältniß $b : c$ bestimmen, so erhalten wir folgende Axenelemente

$$a : b : c = 0,508405 : 1 : 0,35078.$$

$$A = 94^\circ 33'. \quad B = 97^\circ 8'. \quad C = 126^\circ 20'.$$

$$\alpha = 90^\circ 25'. \quad \beta = 95^\circ 31'. \quad \gamma = 126^\circ 54'.$$

Diese Axenelemente wurden aus folgenden fünf Messungen berechnet.

$$a : b = 126^\circ 20'. \quad b : c = 94^\circ 33'. \quad a : c = 97^\circ 8'.$$

$$a : p = 134^\circ 35'. \quad b : q = 117^\circ 10'.$$

Demnach erhalten die beobachteten Flächen folgende Zeichen:

$$a = (a : \infty b : \infty c), \infty \bar{P} \infty$$

$$b = (b : \infty a : \infty c), \infty \check{P} \infty$$

$$c = (c : \infty a : \infty b), 0P$$

$$p = (a : c : \infty b), ' \bar{P} \infty$$

$$q = (b : c : \infty a), \check{P}' \infty$$

$$x = (a' : c : \infty b), \bar{P}_i \infty$$

$$y = (b' : c : \infty a), ' \check{P} \infty$$

$$m = (a : b' : \infty c), \infty 'P$$

$$n = (a : \frac{1}{2} b' : \infty c), \infty ' \bar{P} 2$$

$$l = (a : \frac{2}{7} b' : \infty c), \infty ' \check{P} \frac{7}{2}$$

$$e = (\frac{1}{2} a : \frac{1}{2} b' : c), 2'P$$

Außer den drei Zonen, deren Flächen parallel den drei Axenlinien a , b und c sind, und welche bei Betrachtung der Figuren sogleich in die Augen springen, sind noch folgende erwähnenswerth:

$$m : p : q$$

$$p : e : n$$

$$m : y : x.$$

Von den elf das System bildenden Flächen sind acht unter einander durch je zwei Zonen verbunden, für l existiert nur eine einzige Zone (die der vertikalen Flächen), während die Flächen m und p in je drei Zonen fallen.

Aus den Axenelementen berechnen sich folgende Winkel:

$a : m = 149^{\circ} 47\frac{1}{3}'$	$149^{\circ} 50'$
$a : n = 116 \quad 9$	$116 \quad 18$
$a : l = 91 \quad 51\frac{1}{4}$	
$c : n = 92 \quad 45\frac{5}{6}$	
$c : l = 90 \quad 38\frac{1}{2}$	
$c : m = 95 \quad 57$	$95 \quad 57$
$c : p = 142 \quad 33$	
$c : q = 157 \quad 23$	$157 \quad 32$
$c : x = 136 \quad 32\frac{1}{2}$	
$c : y = 155 \quad 58$	$156 \quad 4$
$b' : y = 109 \quad 29$	$109 \quad 25\frac{1}{2}$
$b : x = 110 \quad 15$	
$a' : y = 97 \quad 9\frac{1}{2}$	
$a' : x = 126 \quad 19\frac{1}{2}$	$126 \quad 17$
$b : p = 114 \quad 50$	
$a : q = 109 \quad 50\frac{1}{2}$	
$e : c = 129 \quad 43\frac{1}{2}$	$129 \quad 50$
$e : a = 137 \quad 31$	
$e : m = 146 \quad 13\frac{1}{2}$	

Es wurden ferner folgende Messungen ausgeführt:

Am Kr. 1. $c : y = 156^{\circ} 8'$; $c : q = 157^{\circ} 33'$; $c : b = 94^{\circ} 25'$;
 $b : m = 96^{\circ} 15'$; $b : n = 117^{\circ} 15'$; $a : b = 126^{\circ} 15'$.

Am Kr. 2. $c : y = 156^{\circ} 7'$; $c : q = 157^{\circ} 32'$; $c : e = 129^{\circ} 49'$;
 $c : x = 136^{\circ} 46'$; $c : m = 95^{\circ} 48'$; $b : y = 109^{\circ} 15'$; $b : q$
 $= 117^{\circ} 3'$; $e : m = 145^{\circ} 58'$; $e : q = 128^{\circ} 27'$.

Am Kr. 3. $c : y = 156^{\circ} 8'$; $c : q = 157^{\circ} 32'$; $c : m = 95^{\circ} 55\frac{1}{2}'$;
 $b : y = 109^{\circ} 14'$; $b : q = 117^{\circ} 10'$; $b : m = 96^{\circ} 16'$; $a : b$
 $= 126^{\circ} 22\frac{1}{2}'$; $m : q = 97^{\circ} 44'$; $m : y = 93^{\circ} 7\frac{1}{2}'$.

Die Ausbildung der Krystalle ist eine etwas verschiedene, indem die Flächen entweder in der Weise ausgedehnt sind, wie es die Figg. 27 und 27 a andeuten, oder eine mehr

tafelförmige Ausbildung erscheint. In letzterem Falle ist es bald die Fläche a , bald b , welche zur Tafel ausgedehnt ist. Nicht selten sind die Krystalle in der Weise unsymmetrisch ausgebildet, dafs auf der einen Seite a sehr ausgedehnt, auf der andern Seite nur schmal ist oder auch ganz fehlt.

Die Krystalle wirken stark auf das Dichroskop: sieht man durch eine parallel der Fläche b ausgedehnte Tafel, normal zu derselben, hindurch, so wechseln die Farben zwischen lichthoniggelb und vollkommener Farblosigkeit; desgleichen bei den Tafeln parallel a . Eine deutliche Spaltbarkeit ist nicht vorhanden; der Bruch muschlig.

Wie bekannt, stehen im triklinen System die Tangenten tautozonaler Kanten im Allgemeinen nicht in einfachen Verhältnissen und ebensowenig die Tangenten der ebenen Winkel, von denen die Krystallflächen umschlossen sind. Von diesem Gesetz findet im vorliegenden Systeme insofern eine Ausnahme statt, dafs, wenn die Fläche a zum Durchschnitt mit den Flächen q , y und e kommt, die Tangenten der dann auf a gebildeten ebenen Winkel sehr annähernd in einfachen Verhältnissen stehen. Es beträgt der

von den Flächen p und b auf a gebildete Winkel	=	90° 25'
" " " q " " " "	"	= 109 42
" " " y " " " "	"	= 71 2½
" " " e " " " "	"	= 55 14.

Die Tangenten dieser Winkel resp. ihrer Complemente betragen der Reihe nach 137,507 : 2,7929 : 2,9111 : 1,4406, welche Werthe sich in krystallographischer Hinsicht annähernd verhalten, wie die Zahlen ∞ : 2 : 2 : 1.

Bemerkenswerth ferner in unserm triklinen System die annähernde Gleichheit mehrerer Kanten, welche verschiedenen Zonen angehören. Die Fläche a schneidet nämlich unter fast gleichen Winkeln b (120° 20') und x' (126° 19½'). Ferner sind die Kanten, welche a einerseits mit c (97° 8'), andererseits mit y (97° 9½') bildet, fast genau gleich.

Erklärung der Figuren auf Tafel V Fig. 20 bis 27.

Fig. 20. Phenol-parasulfosaures Natron, einfacher Krystall, monoklin.

Fig. 20 a. Zwillings. Zwillingssebene ist die Basis. Mit feinen ausgezogenen Linien sind die Krystallaxen, mit einer gestrichelt punktierten Linie ist die Zwillingssaxe bezeichnet.

Fig. 21. Phenol-parasulfosaures Mangan, triklin.

Fig. 22. Phenol-parasulfosaures Kupfer, rhombisch.

Fig. 23. Phenol-disulfosaures Kali, rhombisch.

Fig. 24. Phenol-disulfosaures Ammoniak, monoklin.

Fig. 25. Phenol-disulfosaurer Baryt, monoklin, aus neutralen oder alkalischen Flüssigkeiten krystallisiert.

Fig. 25 a. Aus saurer Lösung krystallisiert.

Fig. 26. Binatrium-nitrophenolsulfat, triklin.

Fig. 27. Mononatrium-nitrophenolsulfat, triklin, in schiefer Projection.

Fig. 27 a in gerader Projection.

V. Ueber die von Gauss angeregte neue Auffassung der elektrodynamischen Erscheinungen; von R. Clausius.

In einem von Gauss i. J. 1845 an W. Weber geschriebenen Briefe¹⁾ kommt die kurze Bemerkung vor, daß er als den Schlufsstein der Electrodynamik betrachtet habe »die Ableitung der Zusatzkräfte (die zu der gegenseitigen Wirkung ruhender Electricitätstheile noch hinzukommen, wenn sie in gegenseitiger Bewegung sind) aus der nicht instantanen, sondern (auf ähnliche Weise wie beim Licht) in der Zeit sich fortpflanzenden Wirkung.« Dieser Bemerkung entsprechend sind in neuerer Zeit drei sehr interessante Untersuchungen erschienen von Riemann, C. Neu-

1) Gauss's Werke Bd. V, S. 627.

mann und Betti. Alle drei Autoren gelangen auf verschiedenen Wegen zu dem Resultate, daß sich aus der Annahme, daß zur Fortpflanzung der electrischen Wirkungen eine Zeitdauer nöthig sei, die Kräfte, welche zwei Ströme auf einander ausüben, erklären lassen.

Ich habe diese Arbeiten mit dem größten Interesse gelesen, muß aber gestehen, daß ich nicht von ihnen befriedigt bin, und ich glaube, daß die Wichtigkeit des Gegenstandes sowie das wohlverdiente Ansehen, in welchem jene Autoren in der wissenschaftlichen Welt stehen, es rechtfertigen wird, wenn ich meine Bedenken veröffentliche. Wenn drei ausgezeichnete Mathematiker durch verschiedene Untersuchungsmethoden zu einem im Wesentlichen übereinstimmenden Resultate gelangen, so scheint darin eine Garantie für die Richtigkeit der Untersuchungen zu liegen, und es wird vielleicht mancher Physiker sich dadurch bestimmen lassen, die Sache als abgemacht zu betrachten. Unter diesen Umständen kann eine offene Darlegung der entgegenstehenden Bedenken nur nützlich wirken, indem sie zu weiteren und vielleicht unter anderen Gesichtspunkten ausgeführten Untersuchungen Anregung giebt.

Die vollständigste der drei oben erwähnten Untersuchungen ist diejenige von C. Neumann, welche unter dem Titel »Principien der Electrodynamik« als Festschrift zum Jubiläum der Bonner Universität erschienen ist, nachdem eine vorläufige Mittheilung der Resultate schon im Juni d. J. in den Nachrichten der Göttinger K. Societät der Wissenschaften veröffentlicht war. Diese Untersuchung will ich zunächst besprechen.

Neumann geht von der Betrachtung zweier Punkte m und m_1 aus, die sich unter ihrer gegenseitigen Einwirkung bewegen. Will man das Potential eines dieser Punkte auf den anderen, und zwar, wie wir gleich genauer sagen wollen, des Punktes m_1 auf den Punkt m bestimmen, so muß man hierbei die zur Fortpflanzung der Wirkung nöthige Zeit berücksichtigen, was Neumann in folgender Weise thut.

Er nennt das Potential, welches der Punkt m_1 zur Zeit t aussendet, das *emissive* Potential, und bezeichnet es mit π . Wenn man in Bezug auf die gegenseitige Einwirkung der beiden Punkte das Newton'sche Gesetz annimmt, daß die Kraft umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung ist, so gilt zur Bestimmung des emissiven Potentials nach Neumann die Gleichung:

$$\pi = \frac{m m_1}{r},$$

worin r den Abstand der beiden Punkte zur Zeit t bedeutet.

Dieses Potential bedarf einiger Zeit, um bis zum Punkte m zu gelangen und kommt daher dort nicht zur Zeit t , sondern etwas später an. Will man dagegen das zur Zeit t im Punkte m ankommende Potential haben, welches Neumann das *receptive* Potential nennt, so muß man dazu dasjenige Potential nehmen, welches der Punkt m_1 zu einer gewissen früheren Zeit $t - \Delta t$ aussandte. Bezeichnet man die Entfernung, welche die beiden Punkte in diesem früheren Zeitaugenblicke hatten, mit $r - \Delta r$, und wählt für das receptive Potential das Zeichen ω , so hat man nach Neumann zu setzen:

$$\omega = \frac{m m_1}{r - \Delta r}.$$

Ersetzt man hierin den Nenner $r - \Delta r$ durch eine nach Potenzen von Δt fortschreitende Reihe, so kommt:

$$(1) \quad \omega = \frac{m m_1}{r - \frac{\Delta t}{1} \frac{dr}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1 \cdot 2} \frac{d^2 r}{dt^2} - \text{etc.}}$$

Was nun die Zeitdifferenz Δt anbelangt, so ist sie diejenige Zeit, welche das Potential bedarf, um den Abstand zwischen den beiden Punkten zu durchlaufen, und Neumann setzt, indem er die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Potentials mit c bezeichnet:

$$(2) \quad \Delta t = \frac{r}{c}.$$

Dadurch geht die vorige Gleichung über in:

$$(3) \quad \omega = \frac{mm_1}{r - \frac{r}{c} \frac{dr}{dt} + \frac{r^2}{2c^2} \frac{d^2r}{dt^2} - \text{etc.}}$$

Entwickelt man diesen Ausdruck in eine Reihe, und vernachlässigt, weil c sehr groß ist, alle Glieder, welche höhere Potenzen von c , als die zweite, im Nenner haben, so erhält man:

$$(4) \quad \omega = \frac{mm_1}{r} \left[1 + \frac{1}{c} \frac{dr}{dt} + \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{r}{2c^2} \frac{d^2r}{dt^2} \right].$$

Aus diesem Ausdrucke sondert Neumann den Theil aus, welcher sich in der Form eines Differentialcoefficienten nach der Zeit darstellen läßt, nämlich

$$mm_1 \left(\frac{1}{c} \cdot \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} - \frac{1}{2c^2} \cdot \frac{d^2r}{dt^2} \right),$$

und nennt ihn das *ineffective* Potential. Die übrig bleibenden Glieder bilden dann das *effective* Potential. Indem Neumann dieses mit w bezeichnet, erhält er schließlich die Gleichung:

$$(5) \quad w = \frac{mm_1}{r} \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right].$$

In dieser Auseinandersetzung glaube ich den Theil der Neumann'schen Untersuchungen, um welchen es sich für unsere Betrachtungen handelt, richtig wiedergegeben zu haben, und wir wollen nun zusehen, ob wir diese Entwicklung wirklich in allen Punkten als folgerecht anerkennen können.

Wenn die Wirkung des Punktes m_1 auf den Punkt m als momentan vorausgesetzt wird, so hat man sowohl das emissive als auch das receptive Potential von m_1 auf m durch den Bruch $\frac{mm_1}{r}$ darzustellen, worin r den Abstand bedeutet, welchen die beiden Punkte zu der betrachteten Zeit t haben. Um nun auszudrücken, daß zur Fortpflanzung des Potentials eine Zeitdauer nothwendig ist, und daß also das Potential, welches zur Zeit t beim Punkte m ankommt, zu einer früheren Zeit $t - \Delta t$ vom Punkte m_1 ausgesandt wurde, setzt Neumann im receptiven Potential als Nenner des Bruches statt r den Werth $r - \Delta r$, worunter

er denjenigen Abstand versteht, welchen die beiden Punkte zur Zeit $t - \Delta t$ hatten. Wenn man sich nun aber denkt, daß die Wirkung sich in ähnlicher Weise, wie das Licht, vom Punkte m_1 zum Punkte m fortpflanze, so scheint es mir, daß man als Nenner des Bruches weder den Abstand, welchen die Punkte zur Zeit t haben, noch denjenigen, welchen sie zur Zeit $t - \Delta t$ hatten, anwenden darf, sondern eine andere Strecke in Rechnung bringen muß, nämlich *den Abstand zwischen der Stelle, wo der Punkt m_1 sich zur Zeit $t - \Delta t$ (im Momente der Aussendung) befand, und der Stelle, wo der Punkt m sich zur Zeit t (im Momente des Empfanges) befindet.* Diese Strecke möge mit $r(t - \Delta t, t)$ bezeichnet werden.

Um diese Strecke zu bestimmen, ist es zweckmäfsig, aufser den oben angewandten Differentialcoefficienten des Abstandes r , in welchen die Bewegungen beider Punkte zugleich berücksichtigt sind, noch zwei andere Arten von Differentialcoefficienten dieser Gröfse einzuführen, nämlich diejenigen, welche sich nur auf die Bewegung des Punktes m , und diejenigen, welche sich nur auf die Bewegung des Punktes m_1 beziehen. Wir haben es jetzt nur mit den letzteren zu thun, und wollen sie durch einen an das d gesetzten Index unterscheiden, indem wir sie mit $\frac{d_1 r}{dt}$, $\frac{d_1^2 r}{dt^2}$ etc. bezeichnen. Dann drückt sich unsere Strecke durch folgende Reihe aus:

$$r(t - \Delta t, t) = r - \frac{\Delta t}{1} \frac{d_1 r}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1.2} \frac{d_1^2 r}{dt^2} - \text{etc.}$$

Setzt man diesen Werth in den Nenner des Bruches, welcher das receptive Potential darstellen soll, so erhält man statt (1) folgenden Ausdruck:

$$(1a) \quad \omega = \frac{mm_1}{r - \frac{\Delta t}{1} \frac{d_1 r}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1.2} \frac{d_1^2 r}{dt^2} - \text{etc.}}$$

Dieser Ausdruck ist von dem Neumann'schen wesentlich verschieden. Wendet man ihn z. B. auf zwei constante elektrische Ströme an, indem man voraussetzt, daß in jedem der beiden Leiter sich überall gleich viel positive und ne-

gative Elektrizität befinde, so ergibt sich für das Potential der beiden Ströme auf einander der Werth Null.

Außer dem bisher besprochenen Umstande ist noch ein anderer vorhanden, den ich gegen die Neumann'sche Entwicklung glaube einwenden zu müssen. Zur Bestimmung der Zeitdifferenz Δt , welche das Potential bedarf, um vom Punkte m_1 zum Punkte m zu gelangen, wendet Neumann die unter (2) mitgetheilte Gleichung

$$\Delta t = \frac{r}{c}$$

an, d. h. er betrachtet bei dieser Bestimmung den Abstand r , welchen die beiden Punkte zur Zeit t haben, als den vom Potential durchlaufenen Weg. Dieser Abstand ist aber offenbar nicht der richtige Weg, sondern als solchen muß man wiederum die oben besprochene Strecke betrachten, nämlich *den Abstand der Stelle, wo der Punkt m_1 sich zur Zeit der Aussendung befand, von der Stelle, wo der Punkt m sich zur Zeit des Empfanges befindet.*

Man hat also statt der vorstehenden Gleichung zu setzen:

$$\Delta t = \frac{r(t - \Delta t, t)}{c}$$

oder wenn man für $r(t - \Delta t, t)$ den weiter oben aufgestellten Ausdruck anwendet:

$$\Delta t = \frac{1}{c} \left(r - \frac{\Delta t}{1} \frac{d_1 r}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1 \cdot 2} \frac{d_1^2 r}{dt^2} - \text{etc.} \right).$$

Aus dieser Gleichung gewinnt man für Δt die folgende Reihe:

$$(2a) \quad \Delta t = \frac{r}{c} - \frac{r}{c^2} \frac{d_1 r}{dt} + \text{etc.}$$

Gehen wir nun zur Gleichung (1a) zurück und setzen darin für Δt die eben gefundene Reihe, so erhalten wir statt (3) die Gleichung:

$$(3a) \quad \omega = \frac{m m_1}{r - \frac{r}{c} \frac{d_1 r}{dt} + \frac{r}{c^2} \left(\frac{d_1 r}{dt} \right)^2 + \frac{r^2}{2c^2} \frac{d_1^2 r}{dt^2} - \text{etc.}}$$

und hieraus ergibt sich folgende an die Stelle von (4) tretende Gleichung:

$$(4a) \quad \omega = \frac{mm_1}{r} \left(1 + \frac{1}{c} \frac{d_1 r}{dt} - \frac{r}{2c^2} \frac{d_1^2 r}{dt^2} \right).$$

Dieser Ausdruck des receptiven Potentials unterscheidet sich von dem in (1) gegebenen nicht nur dadurch, daß die vollständigen Differentialcoefficienten von r durch partielle Differentialcoefficienten ersetzt sind, sondern auch dadurch, daß gerade das Hauptglied der Neumann'schen Formel, nämlich dasjenige, welches das Quadrat des ersten Differentialcoefficienten enthält, in ihm fehlt.

Es scheint mir hieraus unzweifelhaft hervorzugehen, daß die von Neumann ausgeführte Entwicklung, mittelst deren er seine Potentialformel aus der in der Einleitung seiner Schrift erwähnten Annahme ableitet, daß das Potential — ähnlich wie das Licht — mit einer gewissen constanten Geschwindigkeit durch den Raum sich fortpflanze, nicht in allen Punkten als folgerecht zu betrachten ist. Ob man nicht vielleicht durch andere Annahmen über die Art der Fortpflanzung des Potentials, oder durch Zuziehung neuer Gesichtspunkte doch zu jener Formel gelangen kann, soll damit natürlich noch nicht entschieden werden.

Ich wende mich nun zu der Abhandlung von Riemann, welche in diesen Ann. Bd. CXXXI, Seite 237. abgedruckt ist, nachdem sie schon i. J. 1858 der Göttinger K. Soc. der Wissensch. eingereicht, aber später von Riemann wieder zurückgezogen war.

Riemann sucht darin den Ausdruck des Potentials eines constanten galvanischen Stromes S auf einen anderen constanten galvanischen Strom S' aus derselben Voraussetzung an, daß das Potential zu Fortpflanzung durch den Raum Zeit gebrauche, abzuleiten.

Er betrachtet dazu zunächst zwei kleine in den beiden Leitern befindliche bewegte Elektrizitätsmengen ϵ und ϵ' . Den Abstand von einander bezeichnet er mit r , aber er führt von vorn herein den Unterschied ein, daß er bei der Bestimmung von r die beiden Elektrizitätsmengen zu verschiedenen Zeiten betrachtet. Den Abstand zwischen der Stelle, wo sich ϵ zur Zeit t befand, und der Stelle, wo sich ϵ' zur

Zeit t' befindet, bezeichnet er mit $r(t, t')$. Wenn wir also das Potential bestimmen wollen, welches von ε zur Zeit $t - \Delta t$ ausgesandt wurde, und bei ε' zur Zeit t ankommt, so haben wir den dabei in Rechnung kommenden Werth von r , wie es schon früher von uns geschehen ist, mit $r(t - \Delta t, t)$ zu bezeichnen. Das Potential von ε auf ε' ist somit, wenn wir mit Riemann das Minuszeichen anwenden, weil gleichartige Elektricitäten sich abstossen:

$$- \frac{\varepsilon \varepsilon'}{r(t - \Delta t, t)}.$$

Bei der Rechnung mit diesem Ausdrucke unterscheidet er die Differentiationen, welche sich auf die Bewegung von ε beziehen, von denen, welche sich auf die Bewegung von ε' beziehen, indem er die ersteren durch d und die letzteren durch d' andeutet.

Zur gröfseren Bequemlichkeit führt er noch das Functionszeichen F ein mit der Bedeutung

$$\frac{1}{r(t, t')} = F(t, t'),$$

wodurch der Ausdruck des Potentials übergeht in

$$- \varepsilon \varepsilon' F(t - \Delta t, t).$$

Bei Anwendung dieses Functionszeichens unterscheidet er die Ableitungen, welche sich auf die Bewegung von ε und auf die Bewegung von ε' beziehen, dadurch von einander, dafs er das F entweder mit einem Accent oder mit einem Index versteht, also die Zeichen F' und F_1 gebraucht.

Soweit ist gegen Riemann's Ausdrücke nichts einzuwenden. In der weiteren Behandlung derselben aber kommen Punkte vor, denen ich nicht zustimmen kann.

Zunächst verfährt er bei der Bestimmung von Δt gerade so, wie Neumann. Er setzt nämlich, indem er die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Potentials mit α bezeichnet:

$$\Delta t = \frac{r}{\alpha},$$

worin r den Abstand der Electricitätsmengen ε und ε' zur Zeit t bedeutet. Demgemäfs wird sein Ausdruck für das Potential:

$$- \varepsilon \varepsilon' F\left(t - \frac{r}{\alpha}, t\right).$$

In consequenter Durchführung seiner eigenen Unterscheidung der verschiedenen Abstände mußte er aber setzen:

$$\Delta t = \frac{r(t - \Delta t, t)}{\alpha},$$

woraus sich unter Vernachlässigung höherer Glieder ergibt:

$$\Delta t = \frac{r}{\alpha} - \frac{r}{\alpha^2} \frac{dr}{dt}.$$

Demnach mußte der Ausdruck des Potentials lauten:

$$- \varepsilon \varepsilon' F\left(t - \frac{r}{\alpha} + \frac{r}{\alpha^2} \frac{dr}{dt}, t\right).$$

Im weiteren Verlaufe der Riemann'schen Rechnungen kommt noch ein anderes sehr wesentliches Versehen vor. Um dieses nachzuweisen, will ich seinen eigenen Entwicklungen weiter folgen, bemerke aber, daß überall, wo im Folgenden der Bruch $\frac{r}{\alpha}$ vorkommt, dafür eigentlich der etwas veränderte Werth $\frac{r}{\alpha} - \frac{r}{\alpha^2} \frac{dr}{dt}$ zu setzen ist.

Um aus dem Potential der einzelnen bewegten Elektrizitätsmengen ε und ε' das Potential der ganzen electrischen Ströme S und S' abzuleiten, denkt er sich die Summationen in Bezug auf alle in den beiden Leitern befindliche Electricitätsmengen ausgeführt. Hiernach würde das Potential von S auf S' lauten:

$$- \sum \sum \varepsilon \varepsilon' F\left(t - \frac{r}{\alpha}, t\right).$$

Für die von ihm beabsichtigten Transformationen war es aber nothwendig, die Zeit noch anderweitig in der Formel zu haben, als sie schon darin vorkommt, und er betrachtet daher das Potential nicht bloß zur Zeit t , sondern während eines Zeitabschnittes von o bis t , und nennt den so gebildeten Ausdruck das Potential der von der Zeit o bis zur Zeit t ausgeübten Kräfte. Wird dieses Potential mit P bezeichnet, so kommt:

$$(6) \quad P = - \int_0^t \sum \sum \varepsilon \varepsilon' F\left(\tau - \frac{r}{\alpha}, \tau\right) d\tau.$$

Um diese GröÙe P zu berechnen, wäre es das Einfachste gewesen, die in dem Ausdrucke vorkommende Function nach $\frac{r}{\alpha}$ zu entwickeln*. Dann hätte man unter Vernachlässigung höherer Glieder erhalten:

$$P = - \int_0^t \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \left[F(\tau, \tau) - \frac{r}{\alpha} F'(\tau, \tau) + \frac{r^2}{2\alpha^2} F''(\tau, \tau) \right] d\tau,$$

oder anders geschrieben:

$$P = - \int_0^t \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \left[\frac{1}{r} - \frac{r}{\alpha} \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\tau} + \frac{r^2}{2\alpha^2} \frac{d^2\left(\frac{1}{r}\right)}{d\tau^2} \right] d\tau.$$

Dieser Ausdruck, in welchem nur Differentialcoefficienten vorkommen, die sich auf die Bewegung von ε beziehen, wird bei Ausführung der Summation nach den in dem Leiter des Stromes S' befindlichen Electricitätsmengen ε' , welche so vertheilt sind, daß sich überall gleich viel positive und negative Electricität befindet, gleich Null. Daraus folgt, daß der von Riemann für das Potential aufgestellte Ausdruck (6) nicht geeignet ist, die Einwirkung zweier Ströme auf einander zu erklären.

Ein Ausdruck, welcher diesen Zweck erfüllen soll, muß nothwendig ein Glied enthalten, in welchem sowohl eine Differentiation in Bezug auf die Bewegung von ε als auch eine solche in Bezug auf die Bewegung von ε' vorkommt, also

ein Glied, welches entweder mit dem Producte $\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\tau} \frac{d'\left(\frac{1}{r}\right)}{d\tau}$ oder mit dem Differentialcoefficienten zweiter Ordnung $\frac{dd'\left(\frac{1}{r}\right)}{d\tau d\tau}$ versehen ist. Um ein solches Glied in seinen Ausdruck hineinzubringen, macht Riemann eine eigenthümliche Operation.

Er schreibt zunächst:

$$F\left(\tau - \frac{r}{\alpha}, \tau\right) = F(\tau, \tau) - \int_0^{\frac{r}{\alpha}} F'(\tau - \sigma, \tau) d\sigma.$$

Setzt man die hier an der rechten Seite stehende Differenz in den Ausdruck (6) ein, so zerfällt dieser in zwei Glieder, von denen das erste, welches $F(\tau, \sigma)$ enthält, bei der Summation über alle Electricitätsmengen ε und ε' wegen der gleichmäßigen Vertheilung von positiver und negativer Electricität, gleich Null wird. Es bleibt also

$$(7) \quad P = \int_0^t d\tau \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} F'(\tau - \sigma, \tau) d\sigma.$$

Nun vertauscht Riemann die Reihenfolge der Integrationen, indem er schreibt:

$$(8) \quad P = \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} d\sigma \int_0^t d\tau F'(\tau - \sigma, \tau).$$

Hierin setzt er $\tau + \sigma$ für τ , wodurch kommt:

$$P = \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} d\sigma \int_{-\sigma}^{t-\sigma} d\tau F'(\tau, \tau + \sigma).$$

Wenn man in diesem Ausdrucke die Gränzen $-\sigma$ und $\tau - \sigma$ des zweiten Integrales durch die Gränzen 0 und t ersetzen will, so muß man zu dem so veränderten Integrale noch ein Integral, welches von $-\sigma$ bis 0 geht, hinzufügen, und ein anderes Integral, welches von $t - \sigma$ bis t geht, von ihm abziehen. Riemann weist aber weiterhin nach, daß die durch diese beiden Integrale entstehenden Glieder verschwindend klein sind, und man kann also statt der vorigen Gleichung schreiben:

$$(9) \quad P = \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} d\sigma \int_0^t d\tau F'(\tau, \tau + \sigma).$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von dem unter (8) gegebenen durch die veränderte Form der Function, und nachdem diese Veränderung erreicht ist, vertauscht Riemann wieder die Reihenfolge der Integrationen, und erhält dadurch:

$$(10) \quad P = \int_0^t d\tau \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} d\sigma F'(\tau, \tau + \sigma).$$

Von hier aus ist nun die weitere Rechnung sehr einfach. Wenn die unter dem zweiten Integralzeichen befindliche Function nach σ entwickelt wird, so kommt unter Vernachlässigung höherer Glieder:

$$P = \int_0^t d\tau \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \int_0^{\frac{r}{\alpha}} d\sigma [F'(\tau, \tau) + \sigma F'_1(\tau, \tau)],$$

oder durch Ausführung der zweiten Integration:

$$P = \int_0^t d\tau \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \left[\frac{r}{\alpha} F'(\tau, \tau) + \frac{r^2}{2\alpha^2} F'_1(\tau, \tau) \right].$$

Dieser Ausdruck zerfällt in zwei Glieder, von denen dasjenige welches $F'(\tau, \tau)$ enthält, bei der Summation nach ε' verschwindet, und es bleibt:

$$(11) \quad P = \int_0^t d\tau \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \frac{r^2}{2\alpha^2} F'_1(\tau, \tau),$$

oder anders geschrieben:

$$(12) \quad P = \int_0^t \sum \sum \varepsilon \varepsilon' \frac{r^2}{2\alpha^2} \frac{dd' \left(\frac{1}{r} \right)}{d\tau d\tau} d\tau.$$

Dieses ist der von Riemann abgeleitete Ausdruck, welcher die electrodynamische Wirkung der beiden Ströme auf einander darstellt.

Was ich an dieser Entwicklung für unrichtig halte, ist die Art, wie Riemann die Integrationen vertauscht, um von der Gleichung (7) zur Gleichung (8) und nachher wieder von (9) zu (10) zu gelangen. Diese Vertauschung würde nur dann zulässig sein, wenn die GröÙe $\frac{r}{\alpha}$, welche die obere Gränze des einen Integrales bildet, von der Zeit τ , nach

welcher die andere Integration stattfinden soll, unabhängig wäre. Das ist aber nicht der Fall, sondern, wenn zwei Electricitätsmengen ε und ε' sich bewegen, so ist ihr Abstand r mit der Zeit veränderlich. Demnach können die Gleichungen, welche durch diese Vertauschung abgeleitet sind, nicht als richtige Folgen der früheren Gleichungen betrachtet werden.

Ich glaube, daß Riemann selbst sich nachträglich von diesem Irrthume überzeugt hat, und daß dieses der Grund ist, weshalb er seine Abhandlung wieder zurückgezogen hat. Dessenungeachtet ist die Veröffentlichung dieser Abhandlung doch nicht ohne Nutzen für die Wissenschaft gewesen, denn wenn die Abhandlung selbst auch die Frage über die Entstehung der electrodynamischen Kräfte noch nicht gelöst hat, so hat sie doch dazu beigetragen, diese wichtige Frage von neuem anzuregen, und ihr ein erhöhtes Interesse zu geben, so daß gegenwärtig gewiß viele Physiker und Mathematiker ihre Aufmerksamkeit auf sie gerichtet haben, und dadurch kann vielleicht eine Lösung erreicht werden.

Es bleibt nun von den drei oben citirten Abhandlungen noch diejenige von Betti zu betrachten, welche im *Nuovo Cimento* Bd. XXVII (Mai- und Juniheft 1868) erschienen ist.

Betti stellt sich die beiden constanten electricischen Ströme, deren Potential auf einander er bestimmen will, in der Weise vor, daß er sich die von den Strömen durchlaufenen geschlossenen Curven als aus Elementen bestehend denkt, die periodisch polarisirt sind, und daher auf einander wirken, als ob sie magnetische Elemente wären, deren Axen den Tangenten der Curven parallel lägen. Die Perioden der Veränderung nimmt er in beiden Strömen als gleich an, so daß sie sich nur durch ihre Phasen unterscheiden können. Indem er zu dieser Vorstellung noch die Voraussetzung hinzufügt, daß zur Fortpflanzung der Wirkung von einem Elemente des einen Stromes zu einem Elemente des anderen Stromes eine gewisse Zeit nöthig sei, welche er durch $\frac{r}{c}$ darstellt, wenn r den Abstand der beiden Elemente von einander bedeutet,

gelangt er für das Potential der beiden Ströme auf einander zu demselben Ausdrucke, welcher aus der Electrodynamik bekannt ist.

Es kann daher scheinen, als ob die gemachten Annahmen dadurch ihre volle Bestätigung gefunden hätten, und somit die Frage über die Natur der elektrodynamischen Kräfte in anderer Weise, als es von Riemann und Neumann versucht ist, gelöst wäre. Indessen läßt sich zeigen, daß auch hier, abgesehen von einer schon in der Vorstellungsweise liegenden Unwahrscheinlichkeit, auf die ich nicht eingehen will, ein Versehen in der mathematischen Entwicklung vorkommt, welches auf das Resultat von wesentlichem Einflusse ist.

Um dieses Versehen nachzuweisen, ist es nicht nöthig, die ganze Entwicklung zu verfolgen, sondern es genügt den Theil, in welchem es vorkommt, zu betrachten.

Betti führt, um die periodischen Aenderungen der polarisirten Elemente mathematisch ausdrücken zu können, eine Zeitfunction $q(t)$ ein, welche die Eigenschaft haben soll, ihren Werth in sehr kurzen Zeitintervallen regelmäßig zu ändern. Die Dauer der Perioden bezeichnet er mit p . Von dieser Zeitfunction ist nun derjenige Werth zu bestimmen, welchen sie annimmt, wenn t durch $t + \sigma - \frac{r}{c}$ ersetzt wird, worin σ eine beliebige zwischen 0 und p liegende Gröfse seyn kann, und $\frac{r}{c}$ die oben erwähnte zur Fortpflanzung der Wirkung nöthige Zeit bedeutet. Zur Bestimmung dieses Werthes entwickelt Betti die Function nach Potenzen von $\sigma - \frac{r}{c}$ und beschränkt sich dabei auf die beiden ersten Potenzen, indem er setzt:

$$q\left(t + \sigma - \frac{r}{c}\right) = q(t) + \left(\sigma - \frac{r}{c}\right)q'(t) + \left(\sigma - \frac{r}{c}\right)^2 \frac{q''(t)}{2}.$$

Die Beschränkung auf die beiden ersten Potenzen motivirt er dadurch, daß σ und $\frac{r}{c}$ kleine Gröfsen seyen. Nun soll aber nach seiner eigenen Voraussetzung die durch p

dargestellte Dauer einer Periode der Function $q(t)$ ebenfalls sehr klein seyn, und im Verlaufe seiner Entwicklung kommt sogar folgende Stelle vor: »Nun sey die Dauer p einer Periode sehr klein auch im Vergleiche zu der Zeit, in welcher die electriche Wirkung sich durch die Längeneinheit fortpflanzt, so daß σ (die zwischen o und p liegende Gröfse) gegen $\frac{r}{c}$ vernachlässigt werden könne.«

Wenn die Function $\varphi(t)$ eine so kurze Periode hat, und demnach ihre Werthe so schnell ändert, wie es hier vorausgesetzt wird, so muß sie sehr große Differentialcoefficienten haben. Will man eine solche Function nach einer Gröfse entwickeln, welche $\frac{r}{c}$ enthält, und gegen welche daher die Dauer einer Periode sehr klein ist, so kann man bei dieser Entwicklung unmöglich alle auf die zweite Potenz folgenden höheren Potenzen vernachlässigen. Um sich hiervon zu überzeugen, braucht man, da Betti keine besonderen Bedingungen in Bezug auf die Natur der periodischen Function gestellt hat, nur irgend eine beliebige Function, deren Periode die Dauer p hat, als Beispiel zur Betrachtung auszuwählen. Es möge die folgende seyn:

$$\sin \frac{2\pi}{p} t.$$

Setzt man hierin $t + P$ an die Stelle von t und entwickelt dann nach Potenzen von P , so kommt:

$$\begin{aligned} \sin \frac{2\pi}{p} (t + P) = & \sin \frac{2\pi}{p} t + P \frac{2\pi}{p} \cos \frac{2\pi}{p} t - \frac{P^2}{1.2} \left(\frac{2\pi}{p}\right)^2 \sin \frac{2\pi}{p} t \\ & - \frac{P^3}{1.2.3} \left(\frac{2\pi}{p}\right)^3 \cos \frac{2\pi}{p} t + \text{etc.} \end{aligned}$$

In dieser Reihe sieht man sofort, daß man in dem Falle, wo die in den Nennern befindliche Gröfse p gegen die in den Zählern befindliche Gröfse P klein ist, nicht daran denken darf, sich auf die drei ersten Glieder zu beschränken.

Da nun in dem Aufsätze von Betti die ganze weitere Rechnung auf jener Reihenentwicklung beruht, in welcher alle nach der zweiten Potenz folgenden höheren Glieder fortgelassen sind, so fehlen auch in dem Resultate Glieder,

die nicht vernachlässigt werden dürfen, und dieses Resultat kann daher, so lange es nicht anderweitig bewiesen ist, keine Geltung beanspruchen.

Ich glaube somit nachgewiesen zu haben, dafs alle drei eingangs citirten Arbeiten, so geschickt sie auch im Uebrigen die Sache behandeln, doch gewisse Versehen enthalten, welche es unmöglich machen, die gefundenen Resultate als richtig gefolgert zuzugeben, und dafs daher die Lösung der Aufgabe, die elektrodynamischen Kräfte auf die aus der Elektrostatik bekannten Kräfte zurückzuführen, in diesen Abhandlungen noch nicht gelungen ist.

Würzburg, den 20. October 1868.

VI. *Ueber die Capillaritätsconstanten geschmolzener Körper; von G. Quincke.*

(Im Auszuge mitgetheilt der K. Akademie der Wissenschaften zu Berlin d. 28. Mai 1868).

1.

In einer früheren Mittheilung¹⁾ habe ich schon darauf aufmerksam gemacht, dafs die Capillaritäts-Constanten verschiedener Flüssigkeiten bei Temperaturen zu vergleichen seyen, die möglichst nahe dem Erstarrungs- oder Schmelzpunkt der betreffenden Flüssigkeit liegen. Ich habe nun geglaubt, die a. a. O. gegebenen Bestimmungen auf eine grössere Reihe chemisch einfacher und zusammengesetzter Körper ausdehnen zu müssen, da die Kräfte, welche Theilchen derselben Flüssigkeit auf einander ausüben, jedenfalls von weniger complicirten Umständen abhängen, als die Kräfte, mit welchen Theilchen heterogener Substanzen auf einander wirken, und man hier also am ersten hoffen darf, eine nähere Einsicht

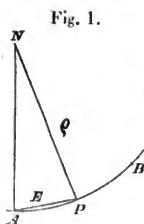
1) Berliner Monatsber. Febr. 27 1868, S. 132. Pogg. Ann. Bd. 134, S. 356.

in das Wesen der räthselhaften Molecularkräfte zu gewinnen, die (nahezu) nur in unmerklichen Entfernungen wirken.

Die folgende Untersuchung beruht auf zwei, schon von Thomas Young aufgestellten Sätzen, deren Ableitung, ob schon bekannt, des Zusammenhanges wegen hier folgen mag.

2.

Eine Flüssigkeitsmasse m im Punkte P der freien, d. h. vom luftleeren Raume begränzten, Oberfläche einer Flüssigkeit wird von einem anderen Massentheilchen der Oberflächenschicht m_1 im Punkte A (Fig. 1) und



der Entfernung E von P mit einer Kraft $mm_1\varphi(E)$ angezogen. Diese Kraft hat die Richtung der Verbindungslinie beider Massentheilchen. Die Function $\varphi(E)$ setzt sich aus anziehenden und abstossenden Kräften zusammen und verschwindet, sobald E grösser als der Radius der Wirkungssphäre, oder grösser als eine merkliche meßbare

Länge wird. Die durch den Punkt A und die Normale der Flüssigkeits-Oberfläche im Punkte P gelegte Ebene schneidet die Flüssigkeitsoberfläche in einer Curve, welche in der Nähe von P mit einem Kreisbogen vom Radius ϱ zusammenfällt.

Dieselbe Wirkung wie m_1 im Punkte A übt ein anderes symmetrisch auf der anderen Seite der Oberflächen-Normale in B gelegenes Massentheilchen m_1 aus. Die Componenten der Wirkungen beider Massentheilchen senkrecht gegen die Normale zerstören sich und es bleiben als Gesamtwirkung nur die beiden Componenten parallel der Normale übrig

$$= 2 \cdot mm_1 \cdot \varphi(E) \cdot \cos(r, E) = mm_1 \varphi(E) \frac{E}{\varrho}.$$

Die Wirkung aller Massentheilchen des Normalschnitts auf das Theilchen m im Punkte P wird erhalten, wenn man die Summe nach allen wirksamen Massentheilchen nimmt, von $E=0$ bis E = einer merklichen Gröfse, die grösser als der unmerklich kleine Radius der Wirkungssphäre ist. Ab-

gesehen von einer Constanten erhält man für die Wirkung der Massentheilchen des Normalschnitts

$$\frac{1}{\varrho} \sum m m_1 E \cdot \varphi(E) = \frac{h}{\varrho}.$$

Nennt man ϱ_1 den Krümmungsradius eines zweiten Normalschnitts, der auf dem eben betrachteten senkrecht steht, so läßt sich für diesen eine ähnliche Betrachtung anstellen, und die nach der Oberflächen-Normalen gerichtete Gesamtwirkung der Massentheilchen in 2 aufeinander senkrechten Normalschnitten auf ein Massentheilchen im Punkte P ist

$$k + h \left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho_1} \right)$$

k ist die Anziehung, welche die Theilchen zweier aufeinander senkrechter Normalschnitte auf ein Element der ebenen Oberflächenschicht von der Gröfse gleich der Flächeneinheit ausüben. Da nun für den Punkt P einer Oberfläche nach dem bekannten Euler'schen Satze

$$\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho_1} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} = \text{const.}$$

ist, wo R den größten und R_1 den kleinsten Krümmungsradius der Oberfläche bezeichnet, so wird die Gesamtwirkung der ganzen Flüssigkeitsmasse auf P oder der capillare Druck p im Punkte P der Flüssigkeitsoberfläche

$$p = S \cdot k + \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) S \cdot h$$

oder für die Summen zwei neue Constanten eingeführt

$$(1) \quad p = K + \frac{H}{2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right).$$

Dieser Druck hat die Richtung der Oberflächen-Normale. K ist der Druck in einem Punkte der ebenen Flüssigkeits-Oberfläche; H der Unterschied der Druckkräfte, welche auf die Flächeneinheit einer ebenen Flüssigkeits-Oberfläche und auf die Flächeneinheit einer Kugeloberfläche von Radius 1 ausgeübt werden. Das zweite Glied der rechten Seite der Gl. 1. kann negativ werden, wenn der größte und kleinste Krümmungsradius außerhalb der Flüssigkeit liegen, wenn die Oberfläche concav ist. H hängt ebenso wie K nur von der

Natur der Flüssigkeit ab; beide bedeuten dieselben Constanten, welche Laplace¹⁾ darunter versteht. Die Constanten k und h sind proportional den wirkenden Massen. Nimmt man die Dichtigkeit der Flüssigkeit im Innern und an der Oberfläche gleich an, und bezeichnet sie mit ε , so würden bei demselben Werthe der Function φ und demselben Radius der Wirkungssphäre k und h oder also auch K und H proportional mit ε^2 sein. Mit steigender Temperatur muß also, φ als unveränderlich vorausgesetzt, der capillare Druck proportional dem Quadrate der Dichtigkeit abnehmen.

Die Erfahrung lehrt, daß die Gl. 1. auch noch für Punkte der Flüssigkeits-Oberfläche gilt, wo diese nicht mehr durch den luftleeren Raum, sondern durch atmosphärische Luft oder ein anderes Gas begrenzt ist.

3.

Nennt man z die vertikale Erhebung eines Punktes P einer capillaren Flüssigkeitsoberfläche über das Niveau oder den horizontalen Theil der Flüssigkeitsoberfläche, so folgt aus Gl. 1. und dem Satze der Hydrostatik, daß in einer Horizontalebene im Innern der Flüssigkeit überall derselbe Druck seyn muß, die Gleichung

$$(2) \quad \varepsilon g \cdot z = \frac{H}{2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right)$$

wo ε die Masse der Volumeinheit der Flüssigkeit und g die beschleunigende Kraft der Schwere bedeuten. Für Rotationsoberflächen und Punkte in der Entfernung x von der Rotationsaxe wird dann

$$(3) \quad z = \frac{1}{2} \frac{H}{\varepsilon g} \cdot \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(\frac{x \frac{dz}{dx}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2}} \right).$$

Taucht man einen Hohlcyylinder von Radius r in eine ebene Flüssigkeitsoberfläche und läßt die z Axe die Röhrenaxe seyn, so ist das zwischen zwei Cylindern mit der Höhe z und den Radien x und $x + dx$ über das allgemeine Ni-

1) *Oeuvres de Laplace t. IV; p. 407 1845.*

veau gehobene Flüssigkeits-Volumen z . $2\pi x dx$ und das ganze Gewicht G der über das allgemeine Niveau gehobenen Flüssigkeitsmenge ist

$$(4) \quad G = \varepsilon g \int_0^r z \cdot 2\pi x dx$$

oder für z seinen Werth aus Gl. 3 eingesetzt:

$$(5) \quad G = H\pi \cdot \left[\frac{x \frac{dz}{dx}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2}} \right]_0^r = 2\pi r \cdot \frac{H}{2} \left(\frac{\frac{dz}{dx}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2}} \right)_{x=r}$$

Bezeichnet man den Winkel, welchen das letzte Element der Flüssigkeitsoberfläche, wo diese an die feste Röhrenwand gränzt, mit der vertikalen festen Wand bildet, durch ω , den Winkel mit der horizontalen durch ϕ , so ist

$$\left(\frac{dz}{dx} \right)_{x=r} = \operatorname{tg} \phi \quad \left(\frac{\frac{dz}{dx}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2}} \right)_{x=r} = \sin \phi = \cos \omega$$

und die Gl. 4 wird

$$(6) \quad \frac{G}{2\pi r} = \frac{H}{2} \cos \omega$$

Das per Längeneinheit der Cylinderperipherie über das horizontale Niveau gehobene Flüssigkeitsgewicht ist $= \frac{H}{2} \cos \omega$, d. h. unabhängig vom Cylinder-Radius und nur abhängig von der Natur der Flüssigkeit und der festen Wand. Die Gleichung gilt auch für Voll-Cylinder und jede beliebige vertikale Wand, da man innerhalb kleiner Dimensionen sich jede vertikale Wand durch das Stück eines Hohl- oder Vollcylinders ersetzt denken kann.

Bei benetzenden Flüssigkeiten, oder solchen, wo das letzte Element der Flüssigkeits-Oberfläche vertikal ist, wird $\omega = 0$, und

$$(7) \quad \frac{G}{2\pi r} = \frac{H}{2} = \alpha$$

*Das per Längeneinheit der Contactlinie (der Durchschnitts-
linie von vertikaler Wand und capillarer Oberfläche) getra-
gene Flüssigkeitsgewicht ist eine constante Gröfse und misst
die Anziehung der Flüssigkeitstheilchen gegeneinander, die
Cohäsion oder die Capillar-Constante der betreffenden Flüs-
sigkeit.*

Sehr oft wird als Capillar-Constante nicht α sondern

$$(8) \quad a^2 = \frac{H}{\epsilon g} = \frac{2\alpha}{\epsilon g}$$

angeführt, eine Bezeichnung, welche von Poisson herrührt, und in sofern bequem ist, als die Gröfse a^2 mit dem Röhrenradius dividirt, die mittlere Steighöhe giebt, bis zu welcher sich eine benetzende Flüssigkeit in einer vertikalen Röhre über das horizontale Niveau erhebt. a ist die Steighöhe einer benetzenden Flüssigkeit an einer vertikalen ebenen Wand, oder die Erhebung des höchsten Punktes der krummen Flüssigkeitsoberfläche über dem horizontalen Niveau.

4.

Der durch Gl. 7. gegebene Satz gilt nun auch noch für Tropfen, die sich an der Ausflufsöffnung einer vertikalen Röhre bilden unter der Annahme, dafs im Innern der Flüssigkeit an der Ausflufs-Oeffnung wegen des allmählichen Zuflusses von neuer Flüssigkeit derselbe Druck stattfindet, wie in einer ebenen Flüssigkeits-Oberfläche. Der Tropfen wird so lange wachsen, bis $\omega = 0$ oder das höchste Element der Flüssigkeitsoberfläche vertikal ist, und dann wird er abfallen. Ist der Radius des Cylinders, an welchem sich der Tropfen bildet, sehr klein, so kann man das Gewicht des hängen bleibenden Theiles der Flüssigkeit vernachlässigen, und das Gewicht des abgefallenen Theiles des Tropfens als Gewicht G in der Gl. 7 in Rechnung bringen.

Man übersieht gleichzeitig, dafs während des Abreisens des Tropfens neue Flüssigkeit zufließt und dadurch das Tropfengewicht zu groß gefunden wird. Bei zu großem Zuflufs bildet sich dagegen ein dünner Flüssigkeitsstrahl, der durch äufsere Erschütterungen leicht in kleinere Tropfen

umgewandelt wird. Dadurch erklärt es sich, daß man bei manchen Flüssigkeiten für eine bestimmte Zufluß-Geschwindigkeit ein Maximum der Tropfengröße findet ¹⁾.

Obwohl nun hieraus folgt, daß der Vorgang der Tropfenbildung recht complicirt ist, so wird man doch durch Anwendung der Gl. 7 zu angenähertem Werthe der Capillaritätsconstante α gelangen können, und diese Methode wird sich allemal da empfehlen, wo eine andere bessere fehlt, oder bei der Ausführung zu großen experimentellen Schwierigkeiten führen würde.

5.

Am einfachsten gestaltete sich der Versuch bei Gold und Silber. Vertikale Drähte dieser Metalle wurden mit einer Pincette gefaßt und von oben her einer kleinen Leuchtgasflamme, welche höchstens 3^{mm} Durchmesser und 8^{mm} Höhe hatte, genähert, so daß das eben geschmolzene Metall am unteren Ende des Drahtes in einen Tropfen zusammenfloß. Der Tropfen vergrößerte sich auf diese Weise und stieg an dem festen Draht, der allmählig nachgeführt wurde, in die Höhe. Wurden die Tropfen zu groß, so fielen sie in ein mit Wasser gefülltes Gefäß, erstarrten sofort und wurden dann getrocknet gewogen. Bei einiger Uebung vermeidet man leicht die Erschütterungen des Drahtes, welche ein zu frühes Abfallen der Tropfen herbeiführen.

Das geschmolzene Metall war oben kälter wie unten, und im oberen Theil die Temperatur nur wenig höher als die Schmelztemperatur der betreffenden Substanz. Das Gewicht der Tropfen in Milligrammen mit der in Millimetern gemessenen Drahtperipherie dividirt, bestimmte also die Capillarconstante α für diese Schmelztemperatur.

Je kürzer der Abstand zwischen dem Tropfen und der den Draht haltenden Pincette war, um so größer schienen die Tropfen zu werden. Diese Erscheinung würde sich aus der niedrigeren Temperatur des Tropfens erklären, von dem Draht und Pincette dann mehr Wärme ableiteten.

Uebrigens zeigten Tropfen von Golddraht in einer ge-

1) Vergl. Pogg. Ann. Bd. 131, S. 130 1867.

wöhnlichen und in einer mit Sauerstoff gespeisten Leuchtgasflamme geschmolzen nahezu dasselbe Gewicht, so daß der Einfluß der Temperatur bei diesen Versuchen zu vernachlässigen ist.

Der Durchmesser der Drähte wurde mit einem Mikroskope und einem in 100 Theile getheilten Ocular-Mikrometer bestimmt. Ein einzelner Scalentheil, von dem noch Zehntel zu schätzen waren, entsprach je nach der Vergrößerung $0^{\text{mm}},007$ bis $0^{\text{mm}},02$.

Das Silber war angeblich chemisch rein, das Gold ein wenig mit Silber legirt, um es überhaupt zu Draht ausziehen zu können.

Glasfäden, vor der Lampe aus einem dickeren Glasstab gezogen, wurden ebenso wie Metalldrähte behandelt. Die Bestimmungen waren jedoch dadurch unzuverlässiger, daß das Glas vor dem Schmelzen weich wurde und durch eine beginnende Tropfenbildung oberhalb des flüssigen Tropfens eine Verdickung des Glaszylinders entstand, von welchem der Tropfen abfallen sollte. An jedem Drahte wurde eine Reihe Bestimmungen gemacht, und aus diesen das Mittel genommen. Die hierunter zusammengestellten Resultate zeigen, daß wirklich der Theorie entsprechend das Gewicht der Tropfen proportional dem Durchmesser der Drähte zunimmt.

Silber			Gold		
2r	G	α	2r	G	α
mm	gr	mgr	mm	gr	mgr
0,4971	0,0733	47,14	0,2566	0,080	99,24
0,2318	0,0299	41,13	0,2009	0,075	103
0,0993	0,0130	41,66	0,0695	0,0215	98,42
0,0775	0,0110	41,09			
	Mittel	42,75		Mittel	100,22

Glas		
2r	G	α
mm	gr	mgr
0,6709	0,0422	20,02
0,5232	0,0273	16,62
0,2441	0,0134	17,48
0,2006	0,0115	18,24
	Mittel	18,09

6.

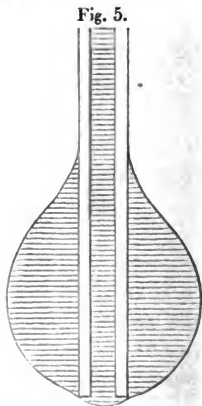
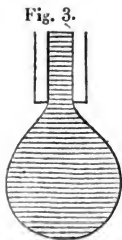
Die Messungen an *Platin* und *Palladium*-Drähten geschahen in derselben Weise, wie bei Gold und Silber. Nur wurde Sauerstoffgas in die kleine Leuchtgasflamme mit einer Löthrohrspitze aus Platin geleitet. Das Palladium verdampfte in der Knallgasflamme so außerordentlich schnell, daß ich in dieser Beziehung einen Palladiumtropfen mit einem Aethertropfen bei gewöhnlicher Temperatur vergleichen möchte. Schmelzpunkt und Siedepunkt scheinen dabei nahe an einander zu liegen, da es nicht gelang, mit einer gewöhnlichen Löthrohrflamme (der Spitzflamme der Glasbläserlampe) das Metall zu schmelzen. Der Tropfen verlor, sobald er eine gewisse Gröfse erreicht hatte, mehr durch Verdampfung, als er durch Schmelzung von neuem Draht gewann. Bei zahlreichen Versuchen fand ich daher stets zu kleine Werthe von α , und selbst der hier angeführte kann keinen Anspruch auf Genauigkeit machen. Beim Erstarren des Palladiums bilden sich an der glatten Tropfenoberfläche stachelförmige Hervorragungen, wodurch derselbe ein eigenthümliches Aussehen annimmt.

Platin.			Palladium		
2 r	G	α	2 r	G	α
mm	gr	mgr	mm	gr	mgr
0,5675	0,2912	163	0,6829	0,1300	163,4
0,3689	0,2055	177,4			
0,1921	0,0996	165,1			
0,0993	0,0530	169,8			
0,0767	0,0410	169,9			
Mittel		169,04			

7.

Um von *Zinn* und *Selen* Tropfen zu erhalten, wurden diese Substanzen in Glasröhren geschmolzen, deren unterer Theil trichterförmig in ein dünnes vertikales Rohr endete. Der mit dem Glasmesser gerade abgeschnittene Theil dieses Pipetten-förmigen Rohres wurde benutzt, um den inneren oder äußeren Durchmesser mit Hilfe von Mikroskop und Okular-Mikrometer zu bestimmen, je nachdem die Tropfen

an der äußeren oder inneren Peripherie sich gebildet hatten, den Fig. 2 und 3 entsprechend. Bestimmungen, wo der Tropfen theilweise an der inneren, theilweise an der äußeren Peripherie der Glasröhre sich gebildet hatte (Fig. 4) oder wo die äußere Glaswand von Tropfen benetzt war (Fig. 5) wurden verworfen. Die Tropfen fielen in eine flache Porcellanschale, die mit Wasser gefüllt war, oder einfach kalt gehalten wurde. Ich war bemüht die Tropfen sich möglichst langsam bilden zu lassen. Dieselben folgten sich im Allgemeinen um so langsamer, je mehr die



Abkühlung fortschritt. Der letzte Tropfen, welcher vor der vollständigen Erstarrung fiel, hatte ein größeres Gewicht als der vorletzte, dieser ein größeres als der vorvorletzte u. s. f., da die Capillar-Constante mit sinkender Temperatur zunahm. Der Unterschied ist jedoch nur unbedeutend und habe ich in einigen Fällen das Mittel aus den letzten Tropfen angegeben. Streng genommen, würde der letzte Tropfen die Capillar-Constante in der Nähe des Schmelzpunktes bestimmen. Vom oberen Theile der Pipetten-förmigen Glas-

röhre führte ein Kautschuckschlauch zum Munde, wodurch man die Ausflusgeschwindigkeit reguliren konnte.

Die Bestimmungen bei *Zink* geschahen in derselben Weise, doch war es vorthailhaft, wegen des höheren Schmelzpunktes die Flamme der Glasbläserlampe statt eines gewöhnlichen Bunsen'schen Brenners zu benutzen.

Selen		
2 r	G	α
mm	gr	mgr
0,9670	0,0214	7,045
0,7164	0,0158	7,021
0,6688	0,0155	7,377
0,6125	0,0140	7,276
Mittel		7,180

Zinn		
2 r	G	α
mm	gr	mgr
0,665	0,1200	57,41
0,642	0,1245	61,69
0,549	0,0976	56,52
0,470	0,0800	54,25
0,437	0,090	65,39
0,395	0,072	58,08
0,311	0,064	65,62
Mittel		59,85

Zink		
2 r	G	α
mm	gr	mgr
0,8368	0,2122	80,74
0,7285	0,1920	83,90
0,7020	0,1847	83,75
Mittel		82,79

8.

Bei denjenigen Körpern, welche wie *Phosphor*, *Cadmium*, *Blei*, *Antimon*, *Wismuth* sich leicht oxydirten, war es nöthig, die Tropfen in einer Atmosphäre von Kohlensäure entstehen zu lassen. Auch bei *Zink*, wo man eine Oxydation in freier Luft hätte vermuthen können, wurden einige Versuchsreihen in einer Kohlensäure-Atmosphäre angestellt, die gleichzeitig zeigen, dafs die Capillar-Constante von der Natur des umgebenden Gases wenig oder gar nicht abhängt, sobald die Oberfläche der Substanz nicht durch Oxydation verändert wird.

Der Phosphor wurde in einem Probierröhrchen unter Wasser geschmolzen, auf der pipettenartig ausgezogenen Glasröhre ein Kautschuckballon befestigt, und durch Drücken an demselben der geschmolzene Phosphor aufgesogen. Das

herausgezogene Glasrohr wurde außen vorsichtig mit Fließpapier abgetrocknet. Bei diesen Versuchen kommt es häufig vor, daß der Phosphor noch bei Temperaturen weit unter seinem Schmelzpunkt flüssig bleibt, und daß man das Tropfengewicht oder die Capillar-Constante zu groß findet. Vielleicht erklärt sich daraus die abweichende Angabe von Dupré¹⁾, der $\alpha = 8^{\text{mgr}},407$ findet für 46° C., eine Zahl etwa doppelt so groß, wie die aus meinen Versuchen folgende. Uebrigens bleiben die unter Wasser aufgefangenen Tropfen ebenfalls noch längere Zeit flüssig, und es kommt vor, daß die Tropfen oft schnell auf einander folgen, daß mehrere Tropfen zu einem größeren zusammenfließen, der dann auch noch längere Zeit flüssig bleibt. Bei der Bestimmung der Capillar-Constante ist in diesem Falle natürlich auf die Anzahl der Tropfen Rücksicht zu nehmen, welche zusammengefloßen sind.

Zink und Antimon wurden in der Flamme der Glasbläserlampe, Cadmium und Blei in der eines Bunsen'schen Brenners geschmolzen.

Die Kohlensäure wurde aus Marmor und Salzsäure entwickelt, durch eine Waschflasche mit einer Lösung von kohlensaurem Natron und eine Reihe v. Babo'scher Perlröhren geleitet, welche ebenfalls mit dieser Lösung benetzt waren, um die letzten Spuren Chlorwasserstoffsäure, die mit übergerissen seyn konnten, zu entfernen. Ein Rohr von schwarzem Kautschuck und ein vertikales Glasrohr führten die Kohlensäure auf den mehrere Centimeter hoch mit Wasser bedeckten Boden eines Becherglases, über dessen Rand das Gas dann abfloß. Die untere Mündung der Pipetten-Röhren wurde in diese Kohlensäure-Atmosphäre gebracht, und durch Verschieben dafür gesorgt, daß die verschiedenen erstarrten Tropfen im Becherglase auf verschiedenen Stellen des Bodens lagen.

Bei Cadmium und Phosphor, welche sehr leicht oxydiren, war diese Vorrichtung manchmal ungenügend. Hier wurde die Kohlensäure in den unteren Theil eines Glas-

1) *Ann. de chim.* (4) t. 9 1866, p. 330 et 384.

rohrs *AB* von 120^{mm} Höhe und 20^{mm} Durchmesser geleitet, der in eine 15^{mm} hoch mit Wasser gefüllte flache Porcellanschale tauchte. Das enge Glasrohr füllte sich vollständig mit reiner Kohlensäure; ein langsamer Gasstrom verhinderte die Verunreinigung mit diffundirender atmosphärischer Luft. Durch Verschieben der Porcellanschale unter der festen Glasröhre, in deren Mitte sich die Tropfen bildeten, wurde dafür gesorgt, daß die einzelnen Tropfen an verschiedenen Stellen erstarrten.

Die Tropfenbildung geht bei den verschiedenen Substanzen in verschiedener und oft recht charakteristischer Weise vor sich. An dem erstarrten Tropfen läßt das bloße Aussehen entscheiden, mit welchem Metalle man es zu thun hat.

Eine merkwürdige Erscheinung zeigt das Cadmium, sobald die Kohlensäure-Atmosphäre Spuren von Luft enthält. Dann fällt ein langer Strahl geschmolzenen Metalls aus der Oeffnung des Glasrohrs, der schnell an einzelnen Stellen anläuft. Die angelaufenen Stellen zeigen helle schmale Risse, parallel der Axe des cylinderförmigen Strahles. Dieser schwillt an einzelnen Stellen regelmäsig auf, indem hier eine Tropfenbildung stattfindet, während die Metalloberfläche ein oxydirtes Aussehen behält.

Zink (in CO₂)

2r	G	α
mm	gr	mgr
0,9949	0,2550	81,58
0,8756	0,2620	95,23
0,7668	0,2225	92,37
0,7534	0,1930	81,56
Mittel		87,68

Blei (in CO₂)

2r	G	α
mm	gr	mgr
0,579	0,0840	46,17
0,543	0,0754	44,20
0,288	0,0422	46,61
Mittel		45,66

Phosphor (in CO₂)

2r	G	α
mm	gr	mgr
0,8882	0,0127	4,559
0,8497	0,0123	4,610
0,8024	0,0115	4,562
0,5325	0,0092	3,471
0,5066	0,0060	3,770
Mittel		4,194

Antimon (in CO₂)

2r	G	α
mm	gr	mgr
1,308	0,1040	25,30
0,9224	0,0724	24,99
0,6357	0,0480	24,48
Mittel		24,92

Wismuth (in CO ₂)		
2r	G	α
mm	gr	mgr
0,8650	0,1150	42,31
0,5265	0,0598	36,16
0,4238	0,0500	37,57
0,3609	0,0450	39,69
Mittel		38,93

9.

Dasselbe Verfahren, wie bei Phosphor wurde auch bei *Natrium* und *Kalium* angewandt, mit dem Unterschiede jedoch, daß das Wasser durch Steinöl ersetzt war, in welchem die Tropfen aufgefangen wurden, und daß die Kohlensäure nach der Behandlung mit kohlensaurem Natron durch eine Waschflasche und v. Babo'sche Perlröhren mit Schwefelsäurehydrat vollständig getrocknet wurde. Die Bestimmungen bei diesen Metallen haben große Schwierigkeiten, da sofort eine Oxydation der Oberfläche und ähnliche Erscheinungen wie beim Cadmium eintreten, sobald die Kohlensäure nicht ganz rein oder die Temperatur etwas zu hoch ist. Ja, es kann kommen, daß in letzterem Fall sich das Metall in der Kohlensäure entzündet. Ich bin beim Kalium daher auch nicht im Stande gewesen fehlerfreie Bestimmungen zu machen, da selbst unter günstigen Verhältnissen eine schwache Oxydation der Oberfläche stattzufinden scheint. Die Mündung des Glasrohrs bekleidet sich leicht mit einem Rande von festem Kaliumoxyd, der Durchmesser 2r wird größer, als ihn die Messung ergeben, und die Capillar-Constante wird zu groß gefunden. Ich kann die Zahlen für Kalium daher nur mit Vorbehalt anführen. Die Kalium-Tropfen zeichnen sich vor allen anderen durch ihr großes Volumen aus.

Natrium (in CO ₂)		
2r	G	α
mm	gr	mgr
1,384	0,1166	26,83
0,9426	0,0780	26,34
0,9224	0,0785	27,10
0,895	0,0665	23,65
0,597	0,0465	24,85
Mittel		25,75

Kalium (in CO ₂)		
2r	G	α
mm	gr	mgr
1,195	0,1552	41,35
1,105	0,1444	41,58
0,9629	0,1095	36,21
0,8295	0,0889	34,12
0,7756	0,0840	34,47
0,6766	0,0790	37,17
0,2218	0,0242	34,73
Mittel		37,09

10.

Bei einer Reihe von *Salzen* wurden Perlen derselben an einem horizontalen Platindraht von gemessenem Durchmesser in einer kleinen Leuchtgasflamme oder der Löthrohrflamme (der Spitzflamme der Glasbläserlampe) geschmolzen. Mit einem anderen dünnen Platindrath konnte nach Bedürfnis Salz zugefügt oder fortgenommen werden. Durch Probiren wurde die Salzmenge gefunden, die von dem unteren Ende des vertikalen Drahtes gerade noch getragen wurde oder gerade abfiel, wenn sie ein wenig zu schwer oder die Temperatur zu hoch war. Ein horizontaler Draht trägt wegen der größeren Contactlinie einen größeren Tropfen wie ein vertikaler Draht unter denselben Umständen.

In manchen Perlen steigt die Salzperle an dem vertikalen Draht in die Höhe, weil er von oben her erkaltet, und der Meniskus sich stets nach der Stelle zieht, wo die Capillar-Constante α des geschmolzenen Salzes einen größeren Werth hat.

Die abgefallenen Salzperlen wurden mit einem Platinblech aufgefangen und gewogen, bei hygroskopischen Salzen zwischen Uhrgläsern. Die mitgetheilten Messungen sind das Mittel aus Wägungen von abgefallenen Salztropfen und solchen, die noch am Platindraht hafteten.

2r	Borsäure		Borax		Phosphorsalz	
	G	α	G	α	G	α
mm	gr	mgr	gr	mgl	gr	mgr
0,5569	0,01982	10,16	0,03653	20,88	0,0367	20,98
0,3974	0,0132	10,56	0,0285	22,83	0,02472	19,81
0,1808	0,00577	11,33	0,01198	21,08	0,01188	20,91
	Mittel 10,69		21,60		20,57	

2r	Kohlens. Kali		Kohlens. Natron		Chlorcalcium	
	G	α	G	α	G	α
mm	gr	mgr	gr	mgr	gr	mgr
0,5569	0,0278	16,38	0,0341	19,49	0,02686	15,36
0,3974	0,02097	16,79	0,02888	23,14	0,01843	14,77
0,1808	0,0093	15,89	0,0115	20,25	0,00898	15,81
	Mittel 16,33		20,96		15,31	

2r	Chlor-Kalium		Chlor-Natrium		Chlor-Lithium	
	G	α	G	α	G	α
mm	gr	mgr	gr	mgr	gr	mgr
0,5569	0,01611	9,208	0,0196	11,20	0,02137	12,22
0,3974	0,01203	9,636	0,01392	11,15	0,01523	12,20
0,1808	0,00551	9,703	0,00712	12,54	0,0067	11,80
	Mittel	9,516		11,63		12,07

2r	Salpeters. kali		2r	Chlor-Silber	
	G	α		G	α
mm	gr	mgr	mm	gr	mgr
0,5569	0,0170	9,716	0,530	0,0315	18,92
0,3974	0,0130	10,41	0,265	0,0159	19,11
0,1808	0,00553	9,763		Mittel	19,01
	Mittel	9,954			

11.

Behandelt man *Brom* mit reinem Schwefelsäurehydrat, um es wasserfrei zu erhalten, und läßt es dann in der oben beschriebenen Weise tropfen, so erhält man für die Capillarconstante Zahlen, die nahezu mit der Angabe von Bède ¹⁾ übereinstimmen, welcher bei 6°,8 C. gefunden hat $a^2 = 2,51 \square^{\text{mm}}$ bis $2,81 \square^{\text{mm}}$.

Brom ($\sigma = 3,18$)

2r	G	α	$a = \frac{2\alpha}{\sigma}$
mm	gr	mgr	$\square^{\text{mm}}$
0,8407	0,0088	3,335	2,097
0,6998	0,00744	3,385	2,128
0,4934	0,0053	3,420	2,151

Temp. = 13° C.

Die Beobachtung der Steighöhe h in Capillarröhren vom Radius r bei demselben Brom gab:

Brom.		
2r	h	$a^2 = hr$
mm	mm	mm
0,4635	11,7	2,712
0,2079	28,3	2,943

Temp. = 13° C.

1) *Mém. cour. et des savants étrangers de l'acad. de Belg. t. XXX*
1860, p. 163.

Diese Zahlen stimmen alle mit den Bède'schen Bestimmungen nahe überein.

Ich vermuthete jedoch, daß sich die Capillar-Constante des Brom's mit der Temperatur schnell änderte, und versuchte daher auch eine Bestimmung in der Nähe des Gefrierpunktes zu machen. Ein weiteres Probierröhrchen, welches Brom und ein in Millimeter getheiltes Glasrohr von 0^{mm},208 Durchmesser enthielt, wurde schräg in eine Kältemischung aus Kochsalz und Schnee gestellt, so daß das Brom erstarrte. Das Glasrohr wurde hierauf aus der Kältemischung in gewöhnliche Temperatur gebracht und vertikal gestellt. Als das Brom eben aufgethaut war, zeigte es eine Steighöhe von 37^{mm},5, woraus folgt

$$\alpha^2 = 3,895 \square \text{mm} \quad \alpha = 6^{\text{mgr}},328$$

für den Schmelzpunkt des Brom's.

Im Winter werden sich Bestimmungen dieser Art viel leichter anstellen lassen.

12.

Es war für mich von Interesse die Capillar-Constanten für Quecksilber und Wasser auch mit dieser Tropfenmethode zu bestimmen, da ich selbst für diese beiden Körper vielfache Bestimmungen nach anderen Methoden bei gewöhnlicher Temperatur ausgeführt hatte. Es fand sich dabei besonders für Wasser, wie die unten folgenden Tabellen zeigen, ein sehr verschiedener Werth der Capillar-Constante, je nach der Geschwindigkeit, mit welcher die Tropfen sich bildeten.

Die bei Quecksilber erhaltenen Zahlen sind zwar im Allgemeinen kleiner als die aus meinen früheren Beobachtungen folgenden ¹⁾ 55^{mgr},21 bis 58^{mgr},79, weichen aber von den Angaben anderer Beobachter, die mit weit genaueren Methoden (Steighöhen, Tropfen auf horizontaler Unterlage) gefunden wurden, nur unbedeutend ab, da je nachdem längere oder kürzere Zeit nach der Bildung der Oberfläche die Messungen angestellt wurden, die Angaben von α für Quecksilber zwischen 40^{mgr} und 50^{mgr} schwanken.

1) Pogg. Ann. Bd. 105, S. 33 1858.

Quecksilber				
2r	langsam		schnell	
	G	α	G	α
mm	gr	mgr	gr	mgr
1,029	0,1307	40,42	0,1359	42,06
0,308	0,0422	43,62	0,0522	57,06

Wasser				
2r	G	α	G	α
mm	gr	mgr	gr	mgr
2,478	0,0422	5,428	0,0450	5,781
0,493	0,0097	6,259	0,0170	10,96

13.

Für Wasser fanden durch Beobachtungen von capillaren Steighöhen

$$\text{Gay Lussac } ^1) \alpha = 7,565^{\text{mgr}}$$

$$\text{Hagen } ^2) = 7,558$$

durch Wägungen des capillar gehobenen Meniskus

$$\text{Wilhelmy } ^3) = 7,945.$$

Ich selbst habe schon vor 10 Jahren die Capillar-Constante des Wassers bestimmt, indem ich die Steighöhe an der Innenwand eines dünnwandigen Glascylinders von circa 50^{mm} Durchmesser beobachtete.

In einer Glasflasche mit dünnen vertikalen Wänden wurde destillirtes Wasser so lange ausgekocht, bis die Flasche etwa noch zu $\frac{2}{3}$ gefüllt war. Während das Wasser noch kochte, wurde auf die Oeffnung ein Kork gesteckt, in dessen Durchbohrung ein Glasstab mit ausgezogener Spitze luftdicht zu verschieben war. Kehrt man die Flasche um, in welcher das Wasser unter Abschlufs der Luft erkaltet war, so lag diese Spitze im Wasser unmittelbar unter der tiefsten Stelle der Flüssigkeitsoberfläche. Der Meniskus selbst bildete sich an einer vorher benetzt gehaltenen Stelle der Glaswand, und wurde mit dem Mi-

1) *Poisson, Nouvelle théorie de l'action capillaire* p. 113. 1831.

2) *Abh. d. Berl. Akad.* 1845 S. 34.

3) *Pogg. Ann.* Bd. 119, S. 186, 1863.

kroskop des früher von mir beschriebenen Kathetometers¹⁾ beobachtet. 1 bis 2 Secunden nach Bildung des Meniskus war das Fadenkreuz des Mikroskops auf den oberen Rand desselben eingestellt. Dieser Rand von hinten durch ein halb weißes, halb schwarzes Papier erleuchtet, so daß die horizontale Grenze von Schwarz und Weiß in gleicher Höhe mit demselben lag, erschien als scharfe dunkle Linie. Die im Wasser liegende Spitze spiegelte sich in der vom luftleeren Raum begränzten Wasseroberfläche. Das Fadenkreuz wurde in der Mitte zwischen Spitze und Bild derselben eingestellt und so die Lage des horizontalen Theiles der Flüssigkeits-Oberfläche bestimmt. Erschien in der Mitte der Flasche die Spitze durch Wasser gesehen deutlich im Mikroskop, so erschien der Rand des Meniskus durch Luft gesehen erst deutlich etwas seitlich von der Mitte der Flasche. Das Mikroskop mußte also zwischen beiden Beobachtungen auf dem mit einer Libelle genau horizontal gestellten Rahmen des Kathetometers verschoben werden.

Vor dem Auskochen wurden die Flaschen, wie sie von der Hütte kamen, zum Theil mit Wasser und Alkohol, zum Theil mit heifser concentrirter Schwefelsäure gereinigt, und mit destillirtem Wasser gefüllt, einige Stunden sich selbst überlassen. Das zu den Versuchen benutzte Wasser wurde kurz vor dem Auskochen eingefüllt. Die Messungen geschahen möglichst schnell nach dem Umkippen der Flasche, da die Steighöhe sofort nach Bildung des capillaren Meniskus zuerst schnell, dann allmählig langsamer abnimmt.

Es mögen hier eine Reihe Bestimmungen an verschiedenen Flaschen vom Durchmesser D folgen, aus denen sich die Genauigkeit, deren solche Bestimmungen fähig sind, beurtheilen läßt.

1) Pogg. Ann. Bd 105, S. 12, 1858.

I.	II.	III.	IV.
$D = \overset{\text{mm}}{52,7}$	$\overset{\text{mm}}{52,05}$	$\overset{\text{mm}}{50,3}$	$\overset{\text{mm}}{50,3}$
Temp. $17^{\circ},1$ C.	$17^{\circ},5$	17°	$(17^{\circ}?)$
$\overset{\text{mm}}{4,015}$	$\overset{\text{mm}}{4,072}$	$\overset{\text{mm}}{4,004}$	$\overset{\text{mm}}{4,207}$
$\overset{\text{mm}}{4,176}$	$\overset{\text{mm}}{4,015}$	$\overset{\text{mm}}{4,105}$	$\overset{\text{mm}}{4,164}$
$\overset{\text{mm}}{4,110}$	$\overset{\text{mm}}{3,993}$	$\overset{\text{mm}}{4,180}$	$\overset{\text{mm}}{4,110}$
$\overset{\text{mm}}{4,155}$	$\overset{\text{mm}}{3,900}$	$\overset{\text{mm}}{4,160}$	$\overset{\text{mm}}{4,166}$
Mittel $\overset{\text{mm}}{4,114}$	$\overset{\text{mm}}{3,995}$	$\overset{\text{mm}}{4,146}$	$\overset{\text{mm}}{4,161}$
		$\overset{\text{mm}}{4,119}$	
V.	VI.	VII.	VIII.
$D = \overset{\text{mm}}{50,3}$	$\overset{\text{mm}}{50,3}$		$\overset{\text{mm}}{50,3}$
$(17^{\circ}?)$	$19^{\circ},44$		$19^{\circ},8$
$\overset{\text{mm}}{4,345}$	$\overset{\text{mm}}{4,033}$	$\overset{\text{mm}}{4,016}$	$\overset{\text{mm}}{4,047}$
$\overset{\text{mm}}{4,232}$	$\overset{\text{mm}}{4,024}$	$\overset{\text{mm}}{4,036}$	$\overset{\text{mm}}{4,048}$
$\overset{\text{mm}}{4,284}$	$\overset{\text{mm}}{4,040}$	$\overset{\text{mm}}{4,000}$	$\overset{\text{mm}}{4,047}$
Mittel $\overset{\text{mm}}{4,287}$	$\overset{\text{mm}}{4,032}$	$\overset{\text{mm}}{4,013}$	$\overset{\text{mm}}{4,047}$

Zwischen Versuchsreihe VII. und VIII. war das luftfreie Wasser mit Luft geschüttelt worden, so daß innerhalb der Beobachtungsfehler luftfreies und lufthaltiges Wasser dieselbe Capillar-Constante haben.

Bei Wasser, das mehrere Wochen unter Abschlufs der Luft in den Flaschen gestanden hatte, war:

IX.	X.	XI.
$D = \overset{\text{mm}}{52,7}$	$\overset{\text{mm}}{50,3}$	$\overset{\text{mm}}{50,3}$
Temp. $13^{\circ},1$	$17^{\circ},48$	$18^{\circ},05$
$\overset{\text{mm}}{3,922}$	$\overset{\text{mm}}{3,910}$	$\overset{\text{mm}}{4,075}$
$\overset{\text{mm}}{3,900}$	$\overset{\text{mm}}{3,868}$	$\overset{\text{mm}}{4,025}$
$\overset{\text{mm}}{3,899}$	$\overset{\text{mm}}{3,824}$	$\overset{\text{mm}}{4,007}$
Mittel $\overset{\text{mm}}{3,907}$	$\overset{\text{mm}}{3,867}$	$\overset{\text{mm}}{4,036}$

Läßt man Wasser längere Zeit in demselben Glasgefäfs stehen, so würde nach diesen Versuchen die Steighöhe oder Capillar-Constante des Wassers abnehmen. Ich vermute,

dafs diese Erscheinung zum Theil in der Auflösung der Glaswand durch das destillirte Wasser ihren Grund hat.

Vernachlässigt man die Krümmung der Wandfläche, so ist die Steighöhe direct die von Poisson mit a bezeichnete Constante. Mit Benutzung der von Brunner ¹⁾ bestimmten Zunahme der Capillar-Constante mit abnehmender Temperatur findet man also im Mittel für 0° und Wasser

$$a = 4^{\text{mm}}, 193 \quad a^2 = 17^{\text{mm}}, 58 \quad \alpha = 8^{\text{mgr}}, 79.$$

Die Werthe der Capillar-Constanten sind gröfser als die von andern Beobachtern gefundenen, da bei diesen längere Zeit zwischen Bildung und Messung des Meniskus verfloss.

14.

Die verschiedenen Werthe der Capillar-Constante α sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt und die Substanzen nach der Gröfse derselben geordnet. Ich bemerke dabei, dafs sämtliche Substanzen, wenn es nicht ausdrücklich anders angegeben, so rein waren, wie ich sie mir im Handel verschaffen konnte.

Die Capillar-Constante für Schwefel ist nach den Versuchen von Frankenheim ²⁾; die für Wachs nach den Versuchen von Wertheim ³⁾ berechnet.

Aufser der Capillaritäts-Constante α enthält die Tabelle auch noch die Werthe von $a^2 = \frac{2\alpha}{\sigma}$ und a , wo σ das specifische Gewicht der betreffenden Flüssigkeit bezeichnet. Ich habe das spec. Gewicht σ_0 für die Temperatur 0° der betreffenden Substanzen bestimmt mit Ausnahme derjenigen, die mit einem * bezeichnet sind und daraus dann das specifische Gewicht σ für den Schmelzpunkt der betreffenden Substanz berechnet. Wegen der Unkenntnifs des Ausdehnungscoefficienten, des Schmelzpunktes und der Ausdehnung oder der Contraction beim Schmelzen selbst sind also die angeführten Werthe von σ mehr oder weniger unsicher.

1) Pogg. Ann. Bd. 70, S. 515; 1847.

2) Pogg. Ann. Bd. 72, S. 193, 1847.

3) Compt. rend. 1857, t. 44, p. 1024.

Tabelle I.

Capillaritäts-Constanten geschmolzener Körper.

Substanz	Schmelzpunkt	σ_0	σ	α	a^2	a
				mgr	□mm	mm
1. Platin	(2000°)	20,033	18,915	169,04	17,86	4,227
2. Palladium	(1950°)	11,4 *	10,8	(136,4)	25,26	5,026
3. Gold	1200°	18,002	17,099	100,22	11,71	3,423
4. Zink (in CO ₂) . . .	360	7,119	6,900	87,68	25,42	5,042
5. Zink (in Luft) . . .	360	7,119	6,900	82,79	24	4,899
6. Cadmium (in CO ₂) .	320	8,627	8,394	70,65	16,84	4,103
7. Zinn	230	7,267	7,144	59,85	16,75	4,094
8. Quecksilber	—40	13,596		58,79	8,646	2,941
9. Blei (in CO ₂) . . .	330	11,266	10,952	45,66	8,339	2,887
10. Silber	1000	10,621	10,002	42,75	8,549	2,923
11. Wismuth (in CO ₂) .	265	9,819	9,709	38,93	8,019	2,831
12. Kalium (in CO ₂) . .	58	0,865*		(37,09)	85,74	8,768
13. Natrium (in CO ₂) . .	90	0,972		25,75	52,97	7,278
14. Antimon (in CO ₂) .	432	6,620	6,528	24,92	7,635	2,764
15. Borax	(1000)	2,6 *	2,5	21,60	17,28	4,254
16. Kohlens. Natron . .	(1000)	2,509*	2,45	20,96	17,11	4,136
17. Phosphorsalz		2,502	2,45	20,57	16,79	4,098
18. Chlorsilber		5,55 *	5,5	19,01	6,911	2,629
19. Glas	(1100)	2,452	2,380	18,09	15,21	3,899
20. Kohlens. Kali	1200	2,300	2,2	16,33-	14,82	3,846
21. Chlorcalcium		2,219	2,15	15,31	14,24	3,774
22. Chlorkalium		1,998*		12,07	12,10	3,478
23. Chlornatrium		2,092	2,04	11,63	11,40	3,377
24. Borsäure	(1300)	1,83 *	1,75	10,69	12,22	3,495
25. Salpeters. Kali . . .	339	2,059	2,04	9,954	9,759	3,124
26. Chlorkalium		1,932	1,870	9,516	10,18	3,19
27. Wasser	0	1		8,79	17,58	4,193
28. Selen	217	4,3 *	4,2	7,180	3,419	1,849
29. Brom	—21	3,187	3,25	6,328	3,895	1,973
30. Schwefel*	111	2,033	1,966	4,207	4,280	2,068
31. Phosphor (in CO ₂) .	43	1,986*	1,833	4,194	4,575	2,140
32. Wachs*	68	0,963		3,40	7,061	2,657

Aus der vorstehenden Tabelle folgt als merkwürdigstes Resultat, dafs sich die Werthe der Constante a^2 für die Metalle und zum Theil auch für die übrigen Substanzen in Gruppen von nahezu gleicher Gröfse ordnen, die durch ganze Vielfache der Zahl 4,3 bestimmt sind.

Tabelle II.

I. $a^2 = 4,3$				II. $a^2 = 8,6$				III. $a^2 = 12,9$				IV. $a^2 = 17,2$			
Selen	3,42			Quecksilber	8,65			Gold	11,71			Platin	17,86		
Brom	3,90			Blei	8,34			Chlorlithium	12,10			Cadmium	16,84		
Schwefel	4,28			Silber	8,55			Chornatrium	11,40			Zinn	16,75		
Phosphor	4,58			Wismuth	8,02			Borsäure	12,22			Borax	17,28		
				Antimon	7,63							Kohlens. Natron	17,11		
				Wachs	7,06							Phosphorsalz	16,79		
												Glas	15,51		
												Kohlens. Kali	14,82		
												Chlorcalcium	14,24		
												Wasser	17,58		

VI. $a^2 = 25,8$				XII. $a^2 = 51,6$				XX. $a^2 = 86$			
Palladium	25,26			Natrium	52,97			Kalium	85,74		
Zink	25,41										

In der vorstehenden tabellarischen Uebersicht sind alle Substanzen der ersten Tabelle enthalten mit Ausnahme von Chlorkalium, salpetersaurem Kali und Chlorsilber, welche vielleicht der Gruppe II. zuzuzählen seyn werden, wenn man berücksichtigt, daß diese Salze ebenso wie die anderen Chlor-Metalle eine Zersetzung beim Schmelzen erlitten haben, und der Gehalt an kohlensaurem Salz eine Aenderung des Werthes von a^2 herbeigeführt haben kann, da gerade die Oberflächenschicht, die die Größe des Tropfens bestimmt, sich zuerst verändern muß. Jedoch können darüber erst genauere Untersuchungen mit größeren Hilfsmitteln und complicirteren Apparaten, als mir augenblicklich zu Gebote stehen, entscheiden.

Da das Volumen der Tropfen, die von einer Röhre von 2^{mm} Peripherie abfallen, $= a^2$ ist, so würde aus den Tabellen folgendes Gesetz sich ergeben: *Tropfen verschiedene Substanzen in geschmolzenem Zustande bei einer Temperatur, die wenig höher als ihr Schmelzpunkt liegt, aus Röhren von demselben Durchmesser, so verhalten sich die Volumina der Tropfen wie die Zahlen 1 2 3 u.s.w.*

Natürlich ist dießs Gesetz nur angenähert richtig, wie viele Gesetze der Physik. Bedenkt man jedoch die Schwierigkeiten und Fehlerquellen derartiger Bestimmungen, daß die Geschwindigkeit der Tropfenbildung unberücksichtigt geblieben, daß bei einer Substanz wie Wasser die Werthe für a^2 von verschiedenen geübten Beobachtern zwischen 13,5 und 17,58 $\square^{mm}$ gefunden worden sind selbst mit vollkommenen Methoden, so können die Abweichungen zum Theil sogar in Beobachtungsfehlern ihren Grund haben ¹⁾.

Ein Zusammenhang der Capillaritäts-Constante mit an-

- 1) Die Constante a^2 für eine Reihe einfacher Flüssigkeiten wie z. B. Aether (5 $\square^{mm}$); Alkohol (5,861 $\square^{mm}$) und Terpenthinöl (6,708 $\square^{mm}$) sind bei gewöhnlicher, d. h. einer Temperatur weit höher als der Schmelzpunkt der betreffenden Flüssigkeit bestimmt. Es ist mir daher sehr wahrscheinlich, daß die erwähnten Flüssigkeiten der Gruppe II zuzuzählen sind, und daß man, falls man im Stande seyn sollte ihre Capillar-Constante in der Nähe des Schmelzpunktes zu bestimmen, nahezu $a^2 = 8,6 \square^{mm}$ finden würde.

deren physikalischen oder chemischen Eigenschaften, welchen man wohl vermuthet hat ¹⁾, wie z. B. dem Aequivalent, ist aus diesen Beobachtungen nicht zu entnehmen.

15.

Die Constante α ist nach Gl. 7 das Gewicht der Flüssigkeitsmenge in Milligrammen, das von 1^{mm} der Contactlinie des Flüssigkeits-Meniskus getragen werden kann und gleich der halben von Laplace mit H bezeichneten Constante. Die Gröfse α mifst also auch den Unterschied der Druckkräfte, welche auf die Flächeneinheit einer ebenen Flüssigkeits-Oberfläche und auf die Flächeneinheit einer Kugeloberfläche vom Durchmesser 1 in der Richtung der Oberflächen-Normalen ausgeübt werden. Es läfst sich daher auch sagen, die Gröfse α mifst die Anziehung, welche bei einer bestimmten Form der Oberfläche die Theilchen im Innern der Flüssigkeit auf ein Volumen der Oberflächenschicht mit der Basis gleich der Flächeneinheit ausüben.

Hätte die Oberflächenschicht an allen Stellen gleiche Dichtigkeit mit der Flüssigkeit im Innern, in endlicher Entfernung von der Oberfläche, so würde also $\frac{\alpha}{\sigma}$ oder die halbe Constante α^2 die Anziehung messen, die auf die Masseneinheit der Oberfläche von Theilchen im Innern der Flüssigkeit ausgeübt wird, und die Anziehungsfunctionen verschiedener geschmolzener Substanzen wären ganze Vielfache derselben Gröfse.

Die Annahme, dafs in der Oberfläche dieselbe Dichtigkeit, wie im Innern der Flüssigkeit sey, scheint aber nicht zulässig. Denkt man sich die Flüssigkeit in dünne (Partial-) Schichten, parallel der Flüssigkeitsoberfläche getheilt, so wird jede dieser (Partial-) Schichten von den Molecularkräften nach dem Innern gezogen und zwar mit um so geringerer Kraft, je mehr sie nach dem Innern der Flüssigkeit liegt. Auf jede Schicht drücken aber die nach aufsen hin darüberliegenden Schichten, so dafs also der capillare Druck zunimmt bis

1) Vergl. Dupré, *Ann. d. chim. et d. phys.* (4) t. 9, p. 330 sqq.

zu einer constanten Größe, wenn man von der ersten äußersten Schicht zu den folgenden Schichten fortschreitet. Da nun die Flüssigkeit nicht incompressibel ist, so wird die Dichtigkeit in den einzelnen Schichten wegen des verschiedenen Druckes verschieden seyn, und innerhalb der Flüssigkeit eine andere wie an der Oberfläche. Die Dichtigkeit in den einzelnen (Partial-) Schichten der gesammten Oberflächenschicht ist also nicht an allen Punkten constant, und dann kann man auch nicht a^2 die oben ausgesprochene Bedeutung beilegen.

Die folgende Erklärung scheint mir der gegenwärtigen Kenntniß der Erscheinungen am besten zu entsprechen.

Ist für alle Substanzen der Radius der Wirkungssphäre gleich groß, oder das Volumen V der Flüssigkeits-Theilchen im Innern, welche auf die Theilchen der Oberfläche wirken, dasselbe, so mißt $\frac{\alpha}{\sigma}$ die Kraft, welche die gleichförmig über das Volumen V vertheilte Masse 1 auf die Oberflächenschicht der Flüssigkeit ausübt. Mit anderen Worten, die halbe Poisson'sche Constante $a^2 = \frac{2\alpha}{\sigma}$ mißt die Anziehung, welche auf ein Stück der Oberflächenschicht der Flüssigkeit mit der Basis 1 von der Masse 1 im Innern der Flüssigkeit ausgeübt wird, und *specifische capillare Anziehung* oder *specifische Cohäsion* heißen mag.

Aus den vorstehenden Tabellen folgt dann, daß die *specifische Cohäsion der Metalle und vieler anderen Substanzen in geschmolzenem Zustande bei einer Temperatur, die wenig höher als ihr Schmelzpunkt liegt, sich nahezu wie die Zahlen 1 2 3 u.s.w. verhält.*

Das im Vorstehenden ausgesprochene Gesetz über die specifische Cohäsion der Flüssigkeiten wird verständlich, wenn man annimmt, daß die Molecularfunction für alle Körper dieselbe ist, und daß in der Oberflächenschicht, deren Dichtigkeit nicht in allen ihren Theilen constant ist, bei verschiedenen Substanzen Massen enthalten sind, die sich wie die Zahlen 1 2 3 u.s.w. verhalten.

Berlin, im October 1868.

VII. *Krystallographisch-optische Untersuchungen;* *von Paul Groth.*

Obgleich besonders in neuester Zeit eine Anzahl Beobachter sich den Untersuchungen über die physikalischen Verhältnisse krystallisirter Körper zugewandt und eine große Menge natürlicher und künstlicher Krystalle nach den verschiedensten Richtungen untersucht haben, so ist doch eine nicht geringere Anzahl Substanzen nach ihrer Form und ihrem übrigen physikalischen Verhalten noch unbekannt, und dieß ist besonders der Fall bei den organischen Verbindungen, also gerade bei denjenigen Körpern, deren Mannigfaltigkeit gegenseitiger Beziehungen zu den interessantesten Fragen über einen etwaigen Zusammenhang zwischen physikalischen Eigenschaften und molecularer chemischer Constitution Anlaß geben. Zur Ausfüllung einiger der zahlreichen Lücken, welche unsere Kenntniß in dieser Beziehung noch hat, mögen die im Folgenden mitgetheilten Beobachtungen dienen, es sind krystallographische und optische Untersuchungen theils von Körpern, welche in einer oder beiden genannten Beziehungen noch nicht bearbeitet worden waren, theils Vervollständigungen vorhandener Arbeiten, und umfassen folgende Substanzen:

- | | |
|-------------------------------|--|
| 1. <i>Traubensäure.</i> | 7. <i>Chlorcalcium.</i> |
| 2. <i>Asparagin.</i> | 8. <i>Unterschwefels. Blei.</i> |
| 3. <i>Thymol.</i> | 9. <i>Ueberchlors. Ammonium.</i> |
| 4. <i>Schwefels. Amarin.</i> | 10. <i>Chlorkalium. (Sylvin.)</i> |
| 5. <i>Calciumoxysulfuret.</i> | 11. <i>Glimmer von Schlaggenwalde.</i> |
| 6. <i>Chlorkobalt.</i> | |

Was die Nomenclatur und die krystallographischen Zeichen betrifft, so ist die Naumann'sche gewählt, nur mit der Abweichung, daß immer die *verticale Axe c* genannt wird, wie dieß allgemeiner üblich ist; ferner wird die auf den Beobachter zulaufende *Axe* (die Brachydiagonale im rhombischen und triklinischen, die Klinodiagonale im monoklini-

schen System) mit a , die andere mit b bezeichnet. Für die Bezeichnung der Flächen auf den Figuren dienen fast durchgängig die kurzen Zeichen, welche Hr. Rammelsberg in seiner »krystallographischen Chemie« angewandt hat. — Die Krystallmessungen sind mit demselben Mitscherlich'schen Goniometer des hiesigen physikalischen Cabinets ausgeführt, welches bei der frühern Untersuchung über die überchlorsauren Salze (diese Ann. 133. Bd.) und der über die Hyperjodate, welche Herr Rammelsberg vor Kurzem in seine große Arbeit »über die Ueberjodsäure und ihre Salze« (d. Ann. 134. Bd.) aufgenommen hat, diente, und kann in Hinsicht der Methode der krystallographischen, sowie auch der optischen Bestimmungen auf die erstgenannte Arbeit verwiesen werden. Ebenso wurde zu den optischen Untersuchungen der dort bereits erwähnte Des Cloiseaux'sche Apparat, von Soleil angefertigt, benutzt; die Brechungsexponenten sind, wo dieß nicht besonders abweichend angegeben ist, mit dem jenem Instrumente beigegebenen Pisani'schen Goniometer bestimmt. Zur Messung der optischen Axenwinkel für verschiedene Farben wurde stets angewandt: rothes Glas für *Roth*, Natriumflamme für *Gelb* und eine schwefelsaure Kupfer-Ammonlösung für *Blau*. Die mit * versehenen beobachteten Kantenwinkel sind der Rechnung zu Grunde gelegt.

Die Untersuchungen wurden in dem unter Leitung des Hrn. Magnus stehenden physikalischen Laboratorium der hiesigen Universität ausgeführt.

1. Traubensäure, $C_4H_6O_6 + 2 \text{ aq.}$

Krystallsystem triklinisch, Axenverhältniß:

$$a : b : c = 0,8017 : 1 : 0,4911 \text{ De la Provostaye}$$

$$A = 77^\circ 33' \quad \alpha = 75^\circ 16'$$

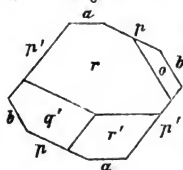
$$B = 90 \quad 42 \quad \beta = 97 \quad 59$$

$$C = 119 \quad 24 \quad \gamma = 120 \quad 22.$$

Die Traubensäure ist krystallographisch von De la Provostaye (*Ann. chim. [3] t. III, p. 133*) und später von

Hrn. Rammelsberg (d. Ann. Bd. XCVI, S. 28) untersucht worden. Es sind im Folgenden die Buchstaben für die Bezeichnung der Flächen gewählt, welche von Letzterem in dem Supplement d. krystallogr. Chemie S. 157, wo Derselbe eine vollständige Zusammenstellung der Messungen und die Berechnung des Krystallsystems gegeben hat, angewandt worden sind.¹ Die von mir zur optischen Untersuchung verwendeten Krystalle habe ich aus einer wässrigen Auflösung verwitterter Traubensäure, welche noch von Hrn. Kestner in Thann herrührte und sich in den Vorräthen des Hrn. Magnus befand, der mir gütigst davon zur Verfügung stellte, durch freiwilliges Verdunsten erhalten. Es waren rhomboïdische Prismen, gebildet von den Flächen $a = \infty \bar{P} \infty$, $b = \infty \bar{P} \infty$, $p = \infty P'$, $p' = \infty' P$, an den Enden begrenzt durch $q' = ' \bar{P}_i \infty$, $r = ' \bar{P}' \infty$ (vorherrschend), $r' = \bar{P}_i \infty$ und $o = P' ^1$; zuweilen erscheint ganz klein auch $q = \bar{P}' \infty$. Die Krystalle sind entweder nur an einem Pol ausgebildet, oder an dem andern wenigstens nur unvollkommen. Jener erstere ist dem von Hrn. Rammelsberg »kryst. Chemie, Suppl. 157, Fig. 159 bis 161« abgebildeten entgegengesetzt.

Fig. 1.

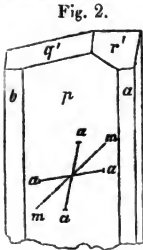


Die von mir an allen erhaltenen Krystallen beobachtete Endigung ist in Fig. 1 dargestellt. Neue Messungen habe ich zu den vorhandenen nicht hinzuzufügen, da meine Krystalle so stark gestreift und die Flächen so gebrochen erschienen, daß die von mir erhaltenen Resultate nur dazu dienen können, die Identität der Flächen festzustellen.

Optische Untersuchung. Krystalle, an denen p' ausgeht, zeigen durch diese Fläche gesehen, eine Axe, welche ungefähr parallel der Projection der Kante $q':r$ in Fig. 1 gerichtet ist, sowie auch die andere, etwa 70° divergirend, wenn der Krystall nach p' sehr dünn geschliffen wird. Die Axenebene ist die Fläche p oder doch so nahe

1) Von welcher Fläche De la Provostaye (a. a. O.) angiebt, daß er sie unter mehreren Hundert Krystallen nur 4 bis 5 mal beobachtet habe.

mit derselben zusammenfallend, dafs die Differenz geringer ist, als die bei der ungünstigen Beschaffenheit der Flächen meiner Krystalle, welche stets mehrere Bilder einer kleinen Flamme reflectirten, mögliche Genauigkeit. Die erste *Mittellinie* liegt also in p und macht mit der



Normalen zu p' $43^{\circ} 0'$ und mit der Kante $r:r'$ fast genau einen rechten Winkel. Ihre Lage ist aus der Skizze Fig. 2 ersichtlich, welche eine Projection eines Krystalls von beschriebenem Habitus auf die Axenebene, die Fläche p , darstellt; mm deutet in derselben die Richtung der Mittellinie, aa die der optischen Axen an.

Eine Platte senkrecht zur ersten Mittellinie, deren Flächen demnach normal zu p und fast in derselben Zone mit r und p' liegen, ergab den spitzen Winkel der optischen Axen in Oel

$$2H_a = 69^{\circ} 35'.$$

Eine zweite Platte, senkrecht zur zweiten Mittellinie, den stumpfen Winkel (weniger scharf):

$$2H_0 = 118^{\circ} 30'.$$

Daraus folgt durch Rechnung der innere Winkel der Axen $2V_a$, der scheinbare Winkel in Luft $2E$ und der mittlere Brechungsindex β für mittlere Farben:

$$2V_a = 67^{\circ} 10' \quad 2E = 115^{\circ} 10' \quad \beta = 1,526.$$

Es wurde wegen der geringen Dispersion nur mit weißem Licht beobachtet. — *Doppelbrechung sehr stark.* In Oel beobachtete ich »geneigte«¹⁾ Dispersion, indem die Hyperbeln mit verschiedener Intensität, außen blau, innen roth gesäumt waren; indessen waren die Farben wegen der starken Doppelbrechung und der daraus folgenden Kleinheit der Ringe wenig deutlich.

1) Ueber die verschiedenen Arten von Dispersionen in den schiefwinkligen Axensystemen s. Des Cloizeaux, diese Ann. Bd. CXXVI.

2. Asparagin, $C_4H_8N_2O_3 + 2aq$.

Rhombisch, hemiëdrisch. Axenverhältnifs:

$$a : b : c = 0,4737 : 1 : 0,8327 \text{ Miller.}$$

Von den mir zur Untersuchung vorliegenden Krystallen, welche ich der Güte meines Freundes E. Sell verdanke, waren die größern (6—7^{mm} lang und 5—6^{mm} breit) Combinationen von $q^2 = 2P\infty$ und $p = \infty P$; einige derselben zeigten untergeordnet $c = 0P$ und $q = \check{P}\infty$, andere das linke Tetraëder $o = \frac{P}{2}$ und $b = \infty \check{P}\infty$. Die kleineren, an denen q mehr ausgebildet erschien, waren von fast allen genannten Flächen begränzt, besonders gut war das Tetraëder, und zwar immer das *linke* (wie dies auch Hr. Des Cloiseaux in seinen *Nouv. Recherches s. l. propr. opt. d. crist.* 37 beobachtete) an vielen derselben ausgebildet. Wegen starker Streifung konnte die Zone von q und q^2 nicht genau gemessen werden. Für $p : p$ fand ich an mehreren Krystallen:

$p : p$ an $a = 129^\circ 17',5$ bis $24'$ ($129^\circ 18'$ Miller, — $37'$ Pasteur — 40 Rammelsberg).

(Vrgl. Rammelsberg, *kryst. Chemie*, S. 361).

Optische Untersuchung. Hr. von Lang (Sitzungsber. d. Wiener Ak. XXXI, 116.) hat angegeben, daß die Axenebene beim Asparagin senkrecht zur Axe b , die Axe c die erste Mittellinie und die Krystalle positiv seyen. Er fand den scheinbaren Winkel in Oel:

$94^\circ 19'$ für Roth,

— $50'$ » Gelb,

$95^\circ 34'$ » Grün.

Folglich sind die Axen in Luft wegen Totalreflexion nicht mehr zu sehen und $q < v$. Er giebt ferner an, daß die Doppelbrechung sehr stark und ganz dünne Platten die Curven nur bei homogener Weingeistflamme zeigen.

Später hat Hr. Schrauf (Sitzungsber. d. Wiener Ak. XLII, 140) das Asparagin zum Gegenstand der Untersuchung gemacht. Er bestimmte die Brechungsexponenten α und γ

durch ein natürliches Prisma von q^2 gebildet, α und β durch ein geschliffenes, dessen Seitenflächen symmetrisch zu dem dritten Paar r gelegt waren; er fand im Mittel:

	Linie <i>B</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>H</i>
$\alpha =$	1,6139	1,6190	1,6238	1,6522
$\beta =$	1,5752	1,5500	1,5845	1,6019
$\gamma =$	1,5438	1,5476	1,5513	1,5659

ber. Winkel

der Axen	85°51'	86°37'	87°7'	89°17'.
----------	--------	--------	-------	---------

Endlich hat auch Hr. Des Cloiseaux das Asparagin untersucht (Nouv. Rech. s. l. propr. opt. Paris 1867, p. 37) und aus den Winkeln in Oel den inneren Winkel der Axen gefunden zu

86° 8' roth
— 24' gelb
— 42' blau.

Die Brechungsexponenten hat er für die ersten Farben des Spectrums bestimmt und gefunden:

$\alpha =$ 1,616	$\beta =$ 1,577	$\gamma =$ 1,546 roth
1,619	1,581	1,549 gelb.

Da unter den mir zugekommenen Krystallen sich mehrere von verhältnißmäfsig bedeutender Gröfse (s. oben) und von grofser Klarheit befanden, so unternahm ich eine Wiederholung der Bestimmungen in der Absicht, die Hauptbrechungsquotienten in ähnlicher Ausführlichkeit, wie Hr. Schrauf, zu messen, aufserdem aber auch an derselben Substanz die inneren Axenwinkel direkt (ohne Benutzung der Indices) zu bestimmen.

Ich benutzte zur Bestimmung der Hauptbrechungsquotienten einen klaren Krystall von 6 bis 7 Mllm. Gröfse, welcher fast allein von den Flächen q^2 und p gebildet war. Zwei der p Flächen, welche an verschiedenen Seiten des Krystalls gelegen in ihrer Verlängerung ein Prisma von 50°37' bildeten, wären weit gröfser, als die beiden andern, und wurden zunächst angewendet. Nach Obigem geben die ordentlichen Strahlen eines derartigen Prisma (senkrecht zur brechenden Kante polarisirt) den Exponent α , und da die Seiten des

Prismas symmetrisch zur Axenebene liegen, so geben die außerordentlichen Strahlen direct β . Zuerst wurde mit homogenem Natriumlicht gemessen und gefunden: Min. Ablenk. des ordentl. Strahls $37^{\circ} 6'$, des außerord. $34^{\circ} 34'$. Da der brechende Winkel $= 50^{\circ} 37'$, so folgt daraus:

$$\alpha_n = 1,6208 \quad \beta_n = 1,5831.$$

Da die Strahlenbündel wegen der Kleinheit der Prismen sehr schwach waren, gelang es nicht, mit den minder intensiven Lichtlinien anderer gefärbter Flammen brauchbare Resultate zu erhalten. Es wurde daher weiterhin weißes Licht angewendet und jedesmal auf die Mitte der vier Farben, Roth, Gelb, Grün und Blau eingestellt. Mit demselben Prisma gelangte ich durch dieses Verfahren auf folgende Resultate:

Prisma Axe d. kleinsten Elasticität. Brech. W. $= 50^{\circ} 37'$ Minimalablenkung	
des ordentl. Strahls	des außerordentl. Strahls
$36^{\circ} 53'$	$34^{\circ} 13'$ roth
37 9	— 33 gelb
— 42	— 52 grün
38 13	35 19 blau.

Daraus ergeben sich die Brechungsexponenten α und β , wie folgt:

$\alpha = 1,6176$	$\beta = 1,5778$ roth
1,6215	1,5829 gelb
1,6296	1,5876 grün
1,6372	1,5943 blau.

An demselben Krystall wurden zwei Flächen q^2 , welche immer, wie oben angegeben, stark gestreift und zusammengesetzt waren, vorsichtig so weit abgeschliffen, bis sie völlig eben waren und die neuen Flächen gleichgeneigt gegen die Axenebene ac blieben. Die beiden direct in einer Kante zusammenstoßenden Flächen schlossen einen Winkel von $64^{\circ} 45'$ ein. Mit diesem Prisma wurde gefunden:

Prisma || Axe d. größten Elasticität. Brech. W. = $64^{\circ} 45'$
Minimalablenkung

des ordentl. Strahls	des außerordentl. Strahls
$46^{\circ} 59'$	$55^{\circ} 30'$ roth
$47 19$	$56 32$ gelb
$— 37$	$57 21$ grün
$— 54$	$— 53$ blau.

Brechungsexponenten

$\gamma = 1,5458$	$\alpha = 1,6194$ roth
$1,5489$	$1,6277$ gelb
$1,5516$	$1,6342$ grün
$1,5542$	$1,6384$ blau.

Nimmt man aus den doppelten Angaben für α , welche erst in der dritten Decimale eine Differenz zeigen, das Mittel, und berechnet die wahren innern Axenwinkel, so ergibt sich folgende Uebersicht:

	α	β	γ	$2V$
Roth:	1,6185	1,5778	1,5458	$85^{\circ} 5'$
Gelb:	1,6246	1,5829	1,5489	$86 15\frac{1}{2}$
Grün:	1,6319	1,5876	1,5516	$— 1)$
Blau:	1,6378	1,5943	1,5542	$89 51.$

Zur Controle der berechneten Axenwinkel wurden nun noch die Winkel in Oel gemessen. Es wurde aus dem Krystalle, der zur Bestimmung der Indices gedient, eine Platte genau senkrecht zur 1. Mittellinie, aus einem andern eine zweite, sehr nahe senkrecht zur stumpfen Mittellinie geschliffen und die Winkel der Axen in Oel beobachtet:

$2H_1$	$2H_2$
$94^{\circ} 7'$	$102^{\circ} 10'$ roth
$— 24$	$— 6$ gelb
$95 33$	$101 5$ blau

- 1) Der aus den drei Brechungsexponenten für grüne Strahlen berechnete Winkel der Axen würde $86^{\circ} 13'$ seyn, da derselbe aber größer, als der für gelbes Licht ausfallen müßte, so beweist dieß, daß die betreffenden Indices weniger genau bestimmt sind, als die übrigen (die Rechnung zeigt, daß es an einer Ungenauigkeit von α oder γ liegt). Man weiß übrigens, daß kleine Differenzen der Indices bereits beträchtliche Verschiedenheiten des berechneten Axenwinkels bedingen.

Daraus folgen die wahren innern Axenwinkel nach bekannter Gleichung:

$$\begin{aligned} 2V &= 86^\circ 30,5 \text{ roth} \\ &\quad - 40 \text{ gelb} \\ &\quad 87^\circ 36,5 \text{ blau.} \end{aligned}$$

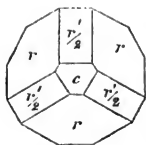
Wie man sieht, stimmen die Brechungsexponenten aller dieser Bestimmungen recht gut mit einander überein, ebenso die Axenwinkel, welche Hr. Schrauf aus den seinigen und ich aus den meinigen berechneten; dagegen ist deren Dispersion eine gröfsere, als bei den von Hrn. Des Cloizeaux und mir direct bestimmten Axenwinkeln, besonders in Vergleich mit den Zahlen, die Ersterer angiebt, und welche übrigens sehr nahe mit den meinigen zusammenfallen.

3. Thymol $C_{10}H_{14}O$.

Rhomboëdrisch. $a : c = 0,6376 : 1 = 1 : 1,5685$.

Die gemessenen Krystalle sind von Hrn. Schwarze in Leipzig dargestellt und aus dem Laboratorium des Hrn. Stein in Dresden mir zur Untersuchung überlassen. Sie waren aus Alkohol umkrystallisirt, wasserhell und bis $\frac{1}{2}$ Zoll grofs; manche derselben schlossen im Innern bewegliche Luftblasen und Lösungsmittel ein. Ihre Form war eine

Fig. 3.



Combination eines vorherrschenden Rhomboëders $r = R$ mit der Basis $c = oR$, die Polkanten abgestumpft durch $\frac{r'}{2} = -\frac{1}{2}R$

(s. Fig. 3). Von den Flächen des Hauptrhomboëders sind oft zwei parallele sehr vorherrschend ausgedehnt, so daß die Krystalle dadurch einen ganz andern Habitus, als den rhomboëdrischen (meist einen monoklinischen) erhalten. Die Endfläche ist meist matt, die andern Flächen glänzend.

Das Stearopten des Oels von *Ptychotis Ajowan*, welches mit dem Thymol identisch ist, hat bereits Miller (Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. XCVIII, S. 307) krystallographisch untersucht. Er fand das direct aus dem Oel auskrystallisirte rhomboëdrisch, das aus Alkohol umkrystallisirte monoklinisch, vermuthet aber auch für die letztere Form, daß sie identisch

mit der erstern sey. Das umkrystallisirte Thymol ist in der That rhomboëdrisch. Zur Vergleichung folgen den von mir gefundenen Winkeln die von Miller sowohl an Krystallen der ersten Art, als an den vermeintlich monoklinischen (bei richtiger rhomboëdrischer Deutung) beobachteten. Der der Rechnung zu Grunde gelegte Werth ist das Mittel mehrerer gut übereinstimmender Beobachtungen.

	Miller			
	Berechnet	Beob. Gr.	Aus Oel	aus Alkohol kryst.
$r : r$ (Polkaute)		$81^{\circ} 24'$	$81^{\circ} 22'$	$81^{\circ} 18'$ bis $20'$
$r : c$	$118^{\circ} 54'$	$118^{\circ} 42'$ ungef.		$118^{\circ} 49'$ bis $54'$
$r : e$	$130^{\circ} 42'$	$130^{\circ} 45'$		$130^{\circ} 38'$ bis $42'$
$e : e$ (Polk.)	$108^{\circ} 55'$			
$e : c$	$137^{\circ} 50'$			$137^{\circ} 43'$ bis $47'$
$e : r$ (über c)	$76^{\circ} 44'$	$76^{\circ} 43'$		$76^{\circ} 36'$ bis $37'$

Optisch ist das Thymol *einaxig*, mit *positiver*, nicht starker Doppelbrechung. Die Substanz ist so weich, daß sie sich nicht schleifen und poliren läßt, weshalb die Herstellung eines Prismas zur Bestimmung der Brechungsexponenten nicht gelang.

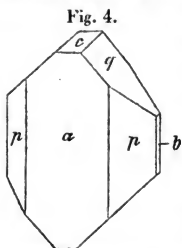
4. Schwefelsaures Amarin $2(C_{21}H_{19}N_7)_2SO_4 + 7 aq^1$.

Monoklinisch. Axenverhältniß:

$$a : b : c = 0,8537 : 1 : 0,8531$$

$$\gamma = 97^{\circ} 12',5.$$

Dieses Salz verdanke ich der Güte des Hrn. Rumpf, z. Z. in Wiesbaden; beim Umkrystallisiren der weißen undurchsichtigen und undeutlich ausgebildeten Krystalle aus



Wasser erhielt ich bei langsamer freiwilliger Verdunstung solche von flach tafelförmiger Gestalt. Sie sind Combinationen (s. Fig. 4) eines Prisma $p = \infty P$, der Abstumpfung der stumpfen Kanten $a = \infty P \infty$, nach welcher Fläche die Krystalle meist tafelartig sind, der schmalen Abstumpfung der scharfen Kanten $b = \infty P \infty$, eines Klinodoma $q = P \infty$, dessen Kante durch $c = o P$ abgestumpft

1) Nach einer von mir ausgeführten Analyse, welche ich demnächst in den Anu. d. Chem. u. Pharm. mittheilen werde.

ist, und endlich sehr selten eines nicht näher bestimmbar Octaëders. Die Flächen sind glänzend und meist eben, nur a ist gewöhnlich stark vertikal gestreift. Was die Messungen betrifft, so müßte nach denselben die Form als ein *rhombisches Octaëder*, gebildet von den Flächen p und q , betrachtet werden, da die Neigungen $p:p$ und $q:q$ so gut wie gleich gefunden wurden (s. u. die Tab.) und die unter dieser Annahme berechneten übrigen Winkel sich ebenso gut den beobachteten anschließen, als wenn man ein monoklines Axensystem zu Grunde legt. Dafs dieß Letztere das richtige ist, zeigt die optische Untersuchung, da die optische Axenebene der Krystalle in keiner der drei Hauptaxenebenen jenes scheinbaren rhombischen Octaëders liegt, wie dieß der Fall seyn müßte, wenn es ein solches wäre. Man ist also gezwungen, anzunehmen, dafs die beiden Prismen $p:p$ und $q:q$ eine Verschiedenheit in der Neigung besitzen, welche indess innerhalb der Fehlergränze der Beobachtung fällt, und es ist dieß einer der Fälle, wo die einseitig krystallographische Untersuchung einer Substanz zu einem falschen Ergebniss geführt haben würde, wenn sie nicht durch die optische berichtigt worden wäre. Die Kantenwinkel des schwefelsauren Amarin sind folgende:

	berechnet	beobachtet	
$p:p$ an a		$= 99^\circ 28',5$	($99^\circ 28'$ bis $29'$)
an $b = 80^\circ 31',5$			
$p:a$	139 44	139 40	
$p:c$	95 30		
$q:q$ über c		$*99 31$	($99 27$ bis 35)
„ b	80 29		
$q:c$	139 25	139 24	
$q:a$	95 30	95 43	
$q:p$ (vorn)	119 23	119 34	
$q:p$ (hinten)	110 9	109 58	
$c:a$		$*97 12,5$	

Die Krystalle sind deutlich *spaltbar* nach c und q und haben die Eigenschaft, dafs die frisch bereitet klaren und durchsichtigen Krystalle nach einigen Tagen von selbst (bei ge-

lindem Erwärmen sofort) dadurch beginnen trübe zu werden, dafs zahlreiche feine geradlinige Sprünge und Durchgänge nach jenen drei Spaltungsrichtungen dieselben durchsetzen.

Optische Untersuchung. Die Ebene der optischen Axen steht senkrecht zur Symmetrieebene (welche $\parallel$ der Fläche b ist), und zwar liegt die erste, *positive* Mittellinie in derselben und schließt mit der Normalen zu a einen Winkel von $10^{\circ},1$, mit der zu c einen von $72^{\circ},7$ ein. In Folge dieser Lage sind die beiden Axen bereits in einer natürlichen Platte nach $a = \infty P \infty$ zu überblicken; mit Hülfe einer solchen wurde der scheinbare Winkel derselben gemessen und gefunden:

$$\begin{aligned} 2E &= 60^{\circ} 33' \text{ roth} \\ &\quad - 57 \text{ gelb} \\ &\quad 61 \text{ } 52 \text{ blau.} \end{aligned}$$

(Eine senkrecht zur zweiten Mittellinie geschliffene Platte liefs selbst in Oel die Axen nicht mehr sehen). *Dispersion* der Mittellinien gleich Null, denn es war von der erwarteten horizontalen Dispersion keine Spur zu sehen; dagegen die der Axen stark, indem bei 45° Drehung der Axenebene gegen die Polarisationssebene des Instruments die Hyperbeln sehr lebhaft, innen blau, ausen roth gefärbt waren, also $\varrho < r$, was durch die directe Messung bestätigt wird.

5. Calciumoxysulfuret $4\text{H}_2\text{CaO}_2 + \text{CaS}^* + 14 \text{ aq}$ Schöne.
(Buchner'sche Krystalle)

Monoklinisch.

Die Krystalle sind sechsseitige Prismen, Combinationen eines monoklinen Prisma $m = \infty P$ mit dem klinodiagonalen Flächenpaar $b = \infty P \infty$, welches die scharfen Kanten gerade abstumpft, zuweilen mit einzelnen Flächen eines abgeleiteten Prisma $l = \infty P 3$. Von den Endflächen, deren mehrere beobachtet wurden, welche indefs fast immer ausgehöhlt waren, liefs nur eine einzige (mit q bezeichnete) eine Messung zu: dieselbe war doppelt schief gegen die prismatischen Flächen und daher wohl zu einem klinodiagonalen Doma

gehörig. Die nur angenähert gemessenen und die berechneten Winkel sind die folgenden:

	berechnet;	beobachtet:
$m : m$ an a	$= 133^{\circ} 40'$	
" b	46 20	
$m : b$		$*113^{\circ} 10'$
$l : l$ an a	75 50	
" b	104 10	
$l : b$	142 5	140 0
$q : b$		112 0.

Diesen unvollständigen Bestimmungen nach würde es immerhin noch möglich erscheinen, daß die Krystalle dem rhombischen System angehören und q eine allein oder vorherrschend ausgebildete Fläche einer rhombischen Pyramide sey, wenn nicht die optische Untersuchung unzweifelhaft das Gegentheil erwiese. Die Krystalle haben eine vollkommene Spaltbarkeit nach b , und diese, die Symmetrieebene, ist zugleich die Ebene der optischen Axen. Die Elasticitätsaxen liegen indess nicht so in derselben, daß die eine mit der vertikalen Axe, die andere mit der Normalen der Kante $m : m$ zusammenfällt, wie es im rhombischen System der Fall ist, sondern bilden einen beträchtlichen Winkel mit diesen Richtungen. Die Untersuchung mittelst des compensirenden Quarzkeiles ergab, daß die Axe größter Elasticität mit der vertikalen Axe der Prismen 30° einschließt. Die vollkommene Spaltbarkeit und die Unvollkommenheit der Krystalle hinderten die Herstellung einer Platte, senkrecht zur Symmetrieebene, welche geeignet gewesen wäre, über den Winkel der Axen Auskunft zu geben.

Die beschriebene Verbindung wurde zuerst im J. 1816 in Krystallen erhalten von Buchner (Schweigger's Journ. f. Chem. u. Phys. Bd. XVI, S. 397) durch Stehenlassen eines Gemisches von sogen. Schwefelkalk (durch Glühen von Kalk und Schwefel dargestellt) mit Essigsäure, nachdem die Gasentwicklung der Flüssigkeit nachgelassen hatte. Die darin gebildeten hyacinthrothen Krystalle untersuchte Bernhardt (a. a. O.) in krystallographischer Hinsicht und beschreibt sie

als rhombische Prismen M mit der Abstumpfung der scharfen Kanten o und einem Doma P , von dem er unentschieden läßt, ob es auf die Prismenkanten senkrecht aufgesetzt sey oder nicht. Er legt den Krystallen ein Rectanguläroctaëder zu Grunde, mit dem Axenverhältniß $1:\sqrt{3}:\sqrt{6}$, und berechnet daraus die Winkel $M:M=135^{\circ}35'$ (offenbar unser m), $M:o=112^{\circ}12'$ (oben $m:b$); die domatischen Flächen lassen sich mit den von mir beobachteten nicht vereinigen. Wirkliche Messungen giebt Bernhardi nicht an

Buchholz und Brandes (Schweigg. J. XXII, 43) erhielten die Krystalle in derselben Weise, indem sie statt Essigsäure Salzsäure anwandten. Auch diese erhielt Bernhardi zur Untersuchung, deren Resultate »die früheren z. Th. berichtigen, aber bei der Kleinheit der Krystalle ebenfalls nur für Vermuthungen genommen werden können« (Bernhardi l. c.). Er leitet sie jetzt ebenfalls von einem Rhombenoc-taëder ab, dessen Axenverhältniß er zu $1:1:\sqrt{8}$ annimmt, da aber hier ebenso wenig, als in der ersten Abhandlung, Messungen mitgetheilt werden, so ist die Untersuchung, deren Resultat, wie oben nachgewiesen, Betreff des Krystall-systems ein falsches ist, als unbrauchbar anzusehen. Uebrigens hat Bernhardi in der zweiten Notiz bereits die vollkommene Spaltbarkeit nach der Abstumpfung der scharfen Kanten des Prismas angegeben.

H. Rose stellte die Verbindung durch Eindampfen einer Lösung von Calciumsulfhydrat dar, Hr. Schöne nach der Rose'schen Methode und durch Kochen von Schwefelcalcium mit Schwefel und Wasser. Der Letztere hat in seiner Untersuchung über die Polysulfurete des Strontiums und Calciums (diese Ann. Bd. CXVII, S. 58f.) ihre chemische Zusammensetzung festgestellt und nachgewiesen, daß in derselben Tetrasulfuret enthalten ist. Ferner gab Derselbe die Gründe an, welche für die Identität der von Buchner, Buchholz und Brandes untersuchten Krystalle mit den seinigen sprechen.

Die mir zur krystallographischen Untersuchung dienenden Exemplare habe ich zufällig erhalten, als ich eine zu

einem andern Versuch bestimmte Lösung von Calciumsulfhydrat, dargestellt durch etwa $\frac{1}{2}$ stündiges Einleiten von H_2S in Kalkmilch, mit dem grünen Bodensatz zusammen in einer geräumigen Flasche verkorkt lange Zeit (ich glaube über ein halbes Jahr) unbeachtet stehen liefs. Als ich die völlig vergessene Flasche nach dieser Zeit wieder in die Hand nahm, war die Flüssigkeit mit einer Anzahl bis ein Zoll langer Prismen von gelbrother Farbe erfüllt, welche auf dem grünen Bodensatz fest gewachsen, mit ihren freien Enden in die Flüssigkeit hineinragten. Da deren Bildung die gleiche ist, wie bei den Versuchen des Hrn. Schöne, ihre Form aber unzweifelhaft dieselbe, wie die von Bernhardt untersucht, so ist damit die Identität der Schöne'schen Verbindung $4H_2CaO_2, CaS_4 + 14 aq$ mit jenen völlig sicher gestellt.

In dem grünen Schlamm, welcher den Boden meiner Flasche bedeckte, hatte sich noch eine andere Verbindung in wasserklaren, äusserst kleinen und dünnen sechseitigen Blättchen gebildet, welche jedoch vielfach mit dem grünen Bodensatz erfüllt waren. Ihre zu geringe Menge verhinderte eine chemische Untersuchung. Unter dem Polarisationsmikroskop erwiesen sie sich als *optisch einaxig* mit geringer Doppelbrechung von negativem Charakter, also wirklich dem hexagonalen System angehörend.

6. Chlorkobalt $CoCl_2 + 6 aq$ Marignac.

Monoklinisch. Axenverhältnifs:—

$$a : b : c = 1,4787 : 1 : 1,8902 \text{ Brooke}$$

$$\gamma = 57^\circ 41'.$$

Dieses Salz wurde zuerst von Brooke (ohne Angabe des H_2O -Gehaltes) untersucht und als monoklinisch erkannt, s. Rammelsberg kryst. Chem. 47; dessen Angaben bestätigte durch neue Messungen Marignac, welcher zugleich die Zusammensetzung feststellte (*Recherches s. l. form. crist. pp. Gén.* 1855, Rammelsberg kryst. Chem. Suppl. 20).

Ich erhielt einige Krystalle von Hrn. Schultz; die Flächen derselben waren indess zu unvollkommen, um genauere

Messungen damit anzustellen, welche zu mehr hätten dienen können, als die Identität der Flächen festzustellen. Die Krystalle waren rechtwinklig vierseitige Tafeln nach $a = \infty P \infty$, deren zwei gegenüberliegende Ränder durch das vertikale Prisma $p = \infty P$, die beiden andern durch die Endfläche $c = o P$ und das hintere Hemidoma $- P \infty$ zuge-
schärft waren.

Die *optische Axenebene* ist die *Symmetrieebene*. Die erwähnten Tafeln nach a zeigen in Luft eine der Axen 26° scheinbaren Winkel mit der Normale der Platte einschließend; in Oel sind beide sichtbar und bilden bei einer derartigen Platte, welche also beträchtlich schief zur Mittellinie

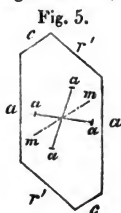


Fig. 5.

steht, einen Winkel von $78^\circ 0'$. Die *Mittellinie* geht der schiefen Endfläche c nahe parallel. Winkel der Axen sehr groß. Der Durchschnitt des Krystalls nach der Axenebene (Fig. 5) zeigt die ungefähre Lage der Axen (aa) und die Mittellinien (mm). Wegen der geringen Dicke konnten die Platten nicht senkrecht zur Mittellinie angeschliffen

werden.

7. Chlorealcium $\text{CaCl}_2 + 6 \text{ aq.}$

Von dem zerfließlichen Chlorealcium verdanke ich der Freundlichkeit des Hrn. Schultz einen etwa 3 Zoll langen und $\frac{1}{2}$ Zoll dicken Krystall, ein hexagonales Prisma. Durch Herstellung mehrerer Platten senkrecht zur optischen Axe konnte ich das Zeichen (*negativ*) der Doppelbrechung, welches bereits Senarmont angegeben hat, bestätigen. Auch gelang mir das Anfertigen zweier Prismen parallel der Axe, welche indess, besonders durch eingeschlossene Flüssigkeit, so wenig homogen waren, daß nur das eine derselben eine Andeutung eines Spectrums gab. Ich fand den brechenden Winkel $= 37^\circ 6'$ und die Brechungsexponenten

$$o = 1,417 \quad c = 1,393 \text{ für Gelb.}$$

Die Platten und Prismen wurden natürlich nach ihrem Schliff mittelst Oel, wobei sie möglichst mit Oel umhüllt

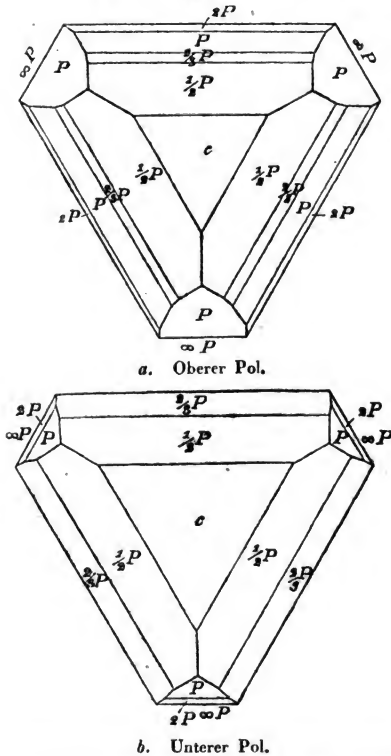
worden waren, sofort mit Canadabalsam zwischen Glasplatten eingeschlossen und ringsum verkittet, und dann zu den Bestimmungen, welche freilich nur rohe Annäherungen seyn können, benutzt. Trotz des Verschlusses sind sie selten lange Zeit vor dem Zerfließen zu schützen.

8. Unterschweifelsaures Blei $\text{Pb S}_2\text{O}_6 + 4 \text{ aq.}$

Das unterschweifelsaure Blei wurde zuerst von Heeren (diese Ann. Bd. VII, S. 148) dargestellt und krystallographisch beschrieben, wobei auch bereits die eigenthümliche Hemiëdrie desselben erkannt wurde. Heeren beobachtete nur die Flächen der Grundform (als solche betrachtete er eine hexagonale Pyramide), die nächst stumpfere und eine nicht bestimmbar steilere, endlich die Basis. Er hat die horizontalen Kanten der Grundform (mit dem Hauy'schen Goniometer gemessen) ungefähr 119° gefunden und daher das diesem Werth sehr nahe stehende Axenverhältniß $3:\sqrt{26}$ als das richtige angenommen. Darnach hat Hr. Rammelsberg die Beschreibung und Berechnung der Formen (kryst. Chem.) durchgeführt.

Die Krystalle, welche mir zur Untersuchung dienten, überliefs mir gütigst Hr. Rammelsberg. Dieselben waren größtentheils durch Vorherrschen der Basis tafelförmig und zwar durch Vorherrschen dreier Pyramiden-(Rhomböeder)-Zonen dreiseitig, s. Fig. 6. Meist waren die drei groß ausgedehnten Zonen die flächenreicheren und in derselben herrschten die Hälftflächner der Pyramide $\frac{1}{2}P$ vor, derart jedoch, daß seine Flächen oben und unten, nicht aber in der klein ausgedehnten Zone erschienen, also eine *trigonale* Pyramide (*Trigonoëder*) bildeten. Dasselbe war in ganz analoger Weise in den kleinflächigen Zonen mit der hemiëdrischen Form der Grundpyramide P der Fall, nur daß deren Flächen sich auch noch hie und da in der Hauptzone zeigten, ohne daß es möglich gewesen wäre, darin Gesetzmäßigkeit aufzufinden. Nur trigonotyp hemiëdrisch scheint die von Heeren nicht beobachtete Form $\frac{2}{3}P$ aufzutreten, da-
gen fand ich die von Heeren als nicht meßbar aufge-

bene Fläche x (Rammelsberg kryst. Chem. S. 75, Fig. 85),
welche nach meinen Messungen $2P$ ist, an denselben Kry-
Fig. 6.



stallen als Rhomboëder ausgebildet. Das Prisma ∞P tritt oft hinzu, an manchen Individuen durch Vorherrschen von drei Flächen (an der kleineren Zone, an der größern nur in Spuren) als trigonales Prisma. Außer diesen Krystallen finden sich seltner auch eigentlich *rhomboëdrische*, entweder $\frac{1}{2}R$ oder $\frac{2}{3}R$ (aus $\frac{1}{2}P$ und $\frac{2}{3}P$ entstanden), untergeordnet die Basis oR , $2R$ und ∞R , einzeln oder zusammen.

Die Messung eines Winkels von Heeren ist nur mit dem Anlegegoniometer gemacht, die meinigen mit dem Reflexionsgoniometer, indessen sind genaue Messungen auch bei den kleinen Krystallen dieser Substanz wegen der Unebenheiten der Flächen nicht möglich. Die folgenden Resultate sind die Mittelwerthe der an mehreren Krystallen gefundenen Zahlen.

Axenverhältniss: $a : c = 1 : 1,5152$.

Die vorkommenden Gestalten (holoëdrisch): oP , $\frac{1}{2}P$, $\frac{2}{3}P$, P , $2P$, ∞P . Es ist zu bemerken, dass alle diese Formen auch die von Heeren nicht bestimmten, an einer isomorphen Mischung von unterschwefelsaurem Blei mit Strontium von Sénarmont (Rammelsberg kryst. Chem. Suppl. 32) beobachtet und gemessen worden sind. Ich setze zu den hier folgenden Kantenwinkeln nach meinen Beobachtungen die von Sénarmont an jener Mischung gefundenen.

	$PbS_2O_6 + 4 aq$		$(Pb, Sr)S_2O_6 + 4 aq$	
	berechnet:	beob. Gr.	berechnet:	Sénarmont
$P : oP$		$*119^\circ 45'$		$120^\circ 0'$
$P : P$ (Basisk.)	$= 120^\circ 30'$		$120^\circ 0'$	
$\frac{1}{2}P : oP$	138 49	139 0,5	139 7	139 50
$\frac{1}{2}P : \frac{1}{2}P$ (Basisk.)	82 22			
$\frac{2}{3}P : oP$	130 36	131 0	130 54	130 55
$\frac{2}{3}P : \frac{2}{3}P$ (Basisk.)	98 48			
$2P : oP$	105 57	106 0	106 6	105 50
$2P : 2P$ (Basisk.)	148 6			

Die eigenthümlichen *optischen Eigenschaften* (*Circularpolarisation*) dieser Substanz sind bekannt.

9. Ueberchlorsaures Ammonium, $AmClO_4$.

Zu meiner Untersuchung über dieses Salz (diese Ann. Bd. 133) habe ich noch einen kleinen Nachtrag hinzuzufügen, die Messung des scheinbaren Axenwinkels für die verschiedenen Farben, da a. a. O. nur der für weisses Licht gegeben war. Ich fand:

$2E = 111^\circ 41'$ roth

113 23 blau.

Dadurch ist also die Angabe, daß $\rho < v$ sey, bestätigt und näher präcisirt.

10. Chlorkalium, $KaCl$ ¹⁾.

(Sylvin von Stafsfurth).

Von dem schönen diesjährigen Vorkommen des Sylvins in Stafsfurth wurde mir durch die Bereitwilligkeit der HH. Hauchecorne und Eck ein größerer klarer Krystall aus der hiesigen Sammlung der Ministerialabtheilung für Bergwesen zur Verfügung gestellt, welchen ich zur Anfertigung eines Prismas und Ermittlung der optischen Constanten dieser Substanz benutzte. Leider gelang mir keine sehr vollkommene Politur der Flächen, so daß die Schärfe der Bestimmungen Einiges zu wünschen übrig läßt, und auch nur die hellsten Linien homogener Flammen, die gelbe Natrium- und die rothe Lithiumlinie zur Anwendung kommen konnten. Es wurde durch Benutzung der beiden besten Flächen des Prisma, welche einen Winkel von $56^{\circ} 7'$ einschlossen, gefunden:

Min. Abl. $32^{\circ} 52'$	Brechungsexp. $n = 1,4899$ Li Linie
33 6	$= 1,4930$ Na „

Diese Messungen wurden mittelst eines großen horizontalen Kreises mit Fernröhren, welcher dem physikalischen Cabinet der hiesigen Universität angehört, ausgeführt. Außerdem wurde das gleiche Prisma auch mit dem kleinen Pisani'schen Goniometer nachgemessen, und zwar wurde hierbei weißes Licht angewandt und auf die Mitte der Hauptfarben des entstehenden Spectrums eingestellt. Dadurch ergab sich:

Min. Ablenk. $= 33^{\circ} 6'$	$n = 1,4930$ Roth
— 14	1,4947 Gelb
— 28	1,4978 Grün
— 45	1,5013 Blau.

Endlich wurde auch eine Bestimmung mit einem Prisma,

1) Soeben ersehe ich aus dem Juniheft 1868 der Wiener Akad. ber., daß Hr. Tschermak die optischen Verhältnisse eines siebenbürgischen Sylvins untersucht hat und zu ähnlichen Resultaten gekommen ist.

welches von einer der vorigen und einer dritten angeschliffenen Fläche gebildet, aber weniger gut war, mit dem gröfsern Instrument vorgenommen und gefunden:

Brechender W. = $31^{\circ} 40'$ (ungefähr)

Min. Ablenk. = $16^{\circ} 36'$ $n = 1,4985$ Li Linie

— $43,2$ $1,5021$ Na „.

Der Sylvin hat also einen beträchtlich geringern Brechungsexponenten, als die ihm nahe verwandten Körper Steinsalz und Salmiak, von denen der erstere eine so wesentliche physikalische Eigenschaft, die Diathermansie, mit ihm theilt. Bemerkenswerth ist auch sein geringes Dispersionsvermögen.

11. Glimmer von Schlaggenwalde.

Der auf der Zinnerzlagstätte von Schlaggenwalde, namentlich zusammen mit kleinen farblosen Topaskrystallen (über welche ich an einem andern Orte Untersuchungen mittheilen werde) und oft in diese eingewachsen, vorkommende haarbraune Glimmer bildet sehr kleine *optisch zwei-axige* Blättchen. Der scheinbare Winkel der Axen ist, mit weißem Licht gemessen:

$$2E = 55^{\circ} 33'.$$

Die Hyperbeln sind aufsen blau, doch ist die Dispersion nicht stark. *Doppelbrechung sehr stark*. Die Axenebene scheint senkrecht zu einer der sechs Seitenflächen, doch sind die Umrisse sehr unsicher.

Berlin, im October 1868.

VIII. Ueber Steinsalzbildung; von Dr. Mohr.

Von den Tausenden löslicher Salze, welche man kennt, ist es gerade das Kochsalz, das älteste und gemeinste aller Salze, welches der Chemiker nicht in die regelmässige Form des durchsichtigen Würfels zu bringen vermag. Unter den Millionen Centnern Kochsalz, welche in den Salinen dargestellt werden, findet sich nicht ein Körnchen, welches mit dem

natürlichen durchsichtigen und in würfelförmigen Stücken brechenden Steinsalz gleichartig wäre. Beim Einsieden der Salzlösungen bilden sich an der Oberfläche der Flüssigkeit kleine Würfel, die einsinkend sich am Rande mit einer Reihe kleiner Würfel vergrößern, und es entsteht hieraus die bekannte Muhltrichterform. Läßt man eine gesättigte Lösung von Kochsalz an freier Luft verdampfen, so bilden sich ebenfalls auf der Oberfläche der Flüssigkeit Gruppen einzelner kleiner Würfel, die allmählig niederfallen und den Boden mit einem Hanfwerk kleiner Krystalle bedecken. Im Laufe des Sommers 1868 machte ich zufällig eine Beobachtung, welche weiter verfolgt nicht nur das Geheimniß der Steinsalzbildung enthüllte, sondern mir auch gestattete, mit den gewonnenen Resultaten künstlich Steinsalz in durchsichtigen Würfeln darzustellen.

In einem hohen Glase war der Rest einer Kochsalzlösung unbeachtet an einem kühlen Orte stehen geblieben, und als mir dasselbe nach mehreren Monaten zufällig wieder in die Hand kam, bemerkte ich auf dem Boden des Glases eine Anzahl regelmässiger kleiner Würfel. Dieselben zeigten sich bei näherer Betrachtung als nicht auf der Oberfläche entstanden, denn sie hafteten fest auf dem Boden des Glases, saßen alle einzeln und hingen nicht in Krusten zusammen. Es war mir sogleich klar, daß hier Steinsalzbildung vorliege, und der nächste Unterschied war der, daß sich das Steinsalz auf dem Boden und nicht an der Oberfläche gebildet hatte. Es waren nur noch die Bedingungen zu ermitteln, unter denen gerade diese Krystallbildung stattfinden mußte.

Bekanntlich hat das Kochsalz eine ziemlich gleiche Lösungsfähigkeit in kaltem und warmen Wasser. Während 100 Thl. Wasser bei mittlerer Temperatur 35,87 Thl. Kochsalz aufnehmen, lösen sie bei 100° C nur 39,92 Th. Sobald eine Kochsalzlösung längere Zeit mit Kochsalz in Berührung gestanden hat, ist sie das, was man gesättigt nennt. Es ist dieß diejenige Menge Kochsalz, welche Wasser in Berührung mit noch vorhandenem Kochsalz aufnehmen kann. In

dem vorliegenden Falle mußte aber noch eine höhere Concentration stattgefunden haben, weil sich die Krystalle auf dem Boden und nicht an der Oberfläche gebildet hatten. Ich zog daraus den Schluß, daß eine Salzlösung in Berührung mit andern Körpern, z. B. Glas, viel größere Mengen Kochsalz gelöst müsse enthalten können, als wenn noch Kochsalz vorhanden ist. Um dies zu prüfen, wurde eine Kochsalzlösung, welche Monate lang mit reinem Steinsalz in Berührung und Bewegung gewesen, welche also gesättigt war, in einem offenen Becherglase auf einer empfindlichen Waage ins Gleichgewicht gebracht und der freiwilligen Verdunstung überlassen. Schon nach 4 bis 5 Stunden bemerkte man eine Gewichtsabnahme. Erst am dritten Tage zeigten sich Spuren von Krystallen und die Salzflüssigkeit, welche nahe 150 Grm. wog, hatte 0,282 Grm. Wasser verloren. Diese konnten nach obigem Verhalten 0,102 Grm. Kochsalz lösen, und dies war die Menge, welche die Flüssigkeit in Berührung mit Glas mehr enthalten konnte, als in Berührung mit Steinsalz. Wurde nun das Glas bedeckt um fernere Verdunstung zu verhindern, so wurden die Krystalle langsam, bis die Flüssigkeit wieder auf ihre normale Sättigung in Berührung mit Kochsalz zurückgegangen war, gelöst. Diese Ausgleichung konnte nur allmählig durch Diffusion geschehen, indem die an den Krystallen befindliche Flüssigkeit ärmer an Gehalt wurde, und durch die ungleiche Dichtigkeit mit den übrigen diffundirte. Gegen Ende mußte die Diffusion immer langsamer geschehen, weil der Unterschied in der Dichtigkeit immer abnahm, und wenn die Lösung auf ihr normales specifisches Gewicht 1,025 zurückgekommen war, so hörte die Diffusion und das Wachsen der Krystalle auf. Bei dem ersten Falle, wo Würfel am Boden bemerkt wurden, geschah das Umgekehrte. Die Kochsalzlösung war zunächst auf den Sättigungspunkt gekommen, dann überschritt sie diesen durch fernere Verdunstung, und diffundirte von der Oberfläche nach unten, bis endlich der Zustand der Uebersättigung in der ganzen Flüssigkeit vorhanden war. Geschah nun die Verdunstung sehr langsam,

so daß die Uebersättigung an der Oberfläche Zeit hatte, bis auf den Boden zu diffundiren, so setzten sich die Krystallwürfel eher an das feste Glas als an die flüssige Lösung ab. Geschah aber die Verdunstung rasch, so wurde die Oberfläche früher übersättigt, als sie bei dem geringen Unterschied im specifischen Gewichte diffundiren konnte.

Ich brachte die gewonnenen Würfel in ein anderes Glas und übergoss sie mit einer gesättigten Lösung von reinem Steinsalz. War das Glas unbedeckt oder mit Papier bedeckt, so trat die Verdunstung in dem warmen Sommer 1868 so rasch ein, das mehrmal der ganze Boden mit Krystallmehl bedeckt war und die Würfel selbst mit kleinen Würfeln übersäet waren. Diese wurden abgewischt, und aufs neue in gesättigte Salzlösung gebracht, dabei aber die Oeffnung des Glases bis auf einen kleinen Theil mit einer Glasscheibe bedeckt, um die Verdunstung zu verlangsamen. Nun wuchsen die Würfel ganz regelmäsig und blieben Würfel und vollkommen glasartig durchsichtig.

Am 31. August legte ich einen wirklichen Steinsalzwürfel ein, welcher 1,120 Grm. wog; am 7. October betrug sein Gewicht 1,492 Grm. und er hatte also 0,372 Grm. an Substanz zugenommen, und war vollkommen glänzend und durchsichtig, wie ein natürlicher Steinsalzwürfel geblieben. Die Theorie der Steinsalzbildung besteht also darin, daß die Kochsalzlösung durch Verdunstung eine Uebersättigung annehmen kann, die aber in Berührung mit Kochsalz nicht bestehen bleiben kann. An der Oberfläche findet durch Verdunstung die Uebersättigung statt, durch Diffusion gelangt sie an den Boden der Flüssigkeit; wo die Steinsalzkryalle liegen und die übersättigte Lösung ihren Ueberschuß von Kochsalz wieder entziehen, wodurch diese wieder leichter gewordene Flüssigkeit mit der oberen übersättigten wieder wechselt. Dies findet so lange statt als die Verdunstung dauert, und die Salzmenen, welche sich in der Flüssigkeit über den Sättigungspunkt ansammeln, werden ihr am Boden immer wieder durch Steinsalzbildung entzogen. Wenn man sieht, wie langsam ein so lösliches Salz wie Kochsalz wachsen

mufs, um seine Krystalle zu geben, so kann man sich einen Begriff machen von den Zeiträumen, welche zu schwerlöslichen Körpern, Kalkspath, Schwerspath, Flufsspath oder gar Adular und Hornblende gehören.

Die Erscheinung, dafs ein Salz eine andere Lösungsfähigkeit hat in Berührung mit fremdem Körper (Glas, Porzellan) als in Berührung mit sich selbst, ist übrigens eine ganz allgemeine. Bringt man Schwefelsäure und Baryt in sehr verdünnten Lösungen zusammen, so entsteht sogleich kein Niederschlag: bildet sich das erste Kryställchen von schwefelsaurem Baryt und man schüttelt um, so fällt eine grofse Menge schwefelsaurer Baryt heraus, und was nun noch gelöst bleibt, nennt der Chemiker die Löslichkeit desselben und versteht darunter die Löslichkeit bei Gegenwart von schwefelsaurem Baryt. Dasselbe ist also löslicher in einem Gefäfse von Glas, als in einem Gefäfse von schwefelsaurem Baryt. Bei der Fällung von Bittererde durch phosphorsaures Ammoniak glaubt man oft keine Bittererde zu finden, und wenn man über Nacht stehen läfst, findet man oft den Boden stark mit dem Tripelsalz belegt. Aehnliches zeigt auch der kleesaure Kalk. Diese drei Körper, welche der Chemiker so gerne zu analytischen Bestimmungen verwendet, sind für sich, eben entstanden und ohne Gegenwart desselben Salzes im festen Zustande, ziemlich löslich, was sie durch ihre sehr krystallinische Beschaffenheit beweisen. Schwefelsaurer Baryt und kleesaure Kalk flittern in der bewegten Flüssigkeit, und das Bittererdetripelsalz kann man aus grofsen und dünnen Flüssigkeiten in mehre Millimeter grofsen Krystallen erhalten. Auch Weinstein zeigt diese Uebersättigung in hohem Grade.

IX. *Neuer Apparat zur Messung der thermischen Ausdehnung fester Körper; von Dr. J. Müller.*

Mit dem besten Erfolge habe ich die Poggendorff'sche Spiegelvorrichtung zur Messung der Längenausdehnung fester Körper benutzt. Der Apparat, den ich zu diesem Zwecke construirte, ist in Fig. 3, Taf. VI dargestellt. In einem starken Brett von Tannenholz sind zwei Pfeiler von Eichenholz befestigt, welche einen quadratischen Querschnitt von 6 Centimeter Seite haben und welche 88 Centimeter (im Lichten) von einander abstehen. Auf dem einen dieser Pfeiler ist die starke eiserne Platte p aufgeschraubt, welche mit einem rechtwinklig herabgebogenen Ansatz q versehen ist. Auf dem andern Pfeiler ist eine eiserne Platte π aufgeschraubt, an deren hervorragendem Theil die Zapfenlager für eine horizontale Axe angebracht sind, welche einerseits den Spiegel s , andererseits den Hebelarm l trägt, und von welcher, wie man in Fig. 4 deutlicher sieht, der fest mit der Umdrehungsaxe verbundene eiserne Hebel r herabhängt. Sowohl q als r sind unten mit einer, ein Kugelstück bildenden Hervorragung versehen; zwischen diesen beiden Warzen liegt der zu untersuchende Stab und zwar ist durch das Gewicht des eisernen Hebels l dafür gesorgt, daß der Stab an beiden Enden genau in Berührung mit den Warzen ist.

Die eisernen Platten q und r ragen von oben her in einen Trog von Weißblech hinab, auf dessen Rand die gabelförmigen Drahtstücke uu und vv aufliegen, welche den zu untersuchenden Stab tragen.

Dem Spiegel s gegenüber ist eine in Millimeter getheilte Scale (eine solche, wie sie zu Magnetometer-Ablesungen gebraucht wird) in *verticaler* Stellung angebracht und das Spiegelbild dieser Scale wird mittelst eines Fernrohrs in der bekannten Weise beobachtet. Bezeichnen wir mit

α die Länge des zu untersuchenden Stabes bei 0° ,

l den Abstand der Scale vom Spiegel,

λ den Abstand des Mittelpunktes der Warze auf dem Hebel r von der Drehungsaxe desselben,

n die Differenz der in Millimeter ausgedrückten Scalablesungen bei 0° und bei 100° ,

so ist der Ausdehnungscoefficient (auf eine Temperaturerhöhung von 100° bezogen)

$$\rho = \frac{n\lambda}{2 \cdot l \cdot \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bei unserem Apparat war

$$\lambda = 45 \text{ Millimeter}$$

$$\alpha = 827 \quad "$$

und die Aufstellung war so gemacht, dafs

$$l = 1533 \text{ Millimeter.}$$

Der Versuch wurde nun in folgender Weise angestellt: In den Trog wurde, nachdem der zu untersuchende Stab in gehöriger Weise in den Apparat eingelegt war, möglichst heifses Wasser vorsichtig eingegossen, und nach einiger Zeit, wenn man annehmen konnte, dafs der Stab die Temperatur des Wassers angenommen habe, die Scale durch das Fernrohr beobachtet. Es wurde alsdann der Stand eines in die Mitte des Troges eingetauchten Thermometers für die Momente notirt, in welchen das Fadenkreuz zunächst gerade auf einem Haupttheilstrich der Scale einstand. Als ein Stab von *gewalztem Eisen* in den Apparat eingelegt war, ergab die erste sichere Ablesung einen Thermometerstand von $75,1^\circ$ als das Fadenkreuz bei $16,5$ der Scale stand. Nach einer allmählichen Erkaltung bis auf $10,4^\circ$ stand das Fadenkreuz beim Theilstrich 21 der Scale.

Für eine Temperaturerniedrigung von $75,1 - 10,4 = 64,7$ Grad durchlief also das Fadenkreuz auf der Scala einen Weg von $210 - 165 = 45$ Millimeter. Einer Temperaturdifferenz von 100° entspricht also in unserem Fall (gleichförmige Ausdehnung des Metallstabs vorausgesetzt) eine Scalenlänge von $69,9$ Millimeter oder mit anderen Worten für unseren Fall ist $n = 69,9$. Setzen wir nun in Gleichung (1) für n , λ , α , und l die besprochenen Zahlenwerthe, so

ergiebt sich als Ausdehnungscoëfficient des Stabeisens der Werth

$$\rho = 0,001246,$$

ein Werth, der mit den von Lavoisier u. Laplace (0,001235) und von Smeaton (0,001258) gefundenen sehr nahe übereinstimmt.

Um möglichst genaue Resultate zu erzielen, müßten aber bei der besprochenen Beobachtungsmethode doch noch einige Vorsichtsmaafsregeln befolgt werden. Nach dem Eingießen des heißen Wassers in den Trog sinkt nämlich anfangs die Temperatur so rasch, daß die Ablesungen bei höheren Temperaturen kaum brauchbar sind. Man müßte deshalb durch untergestellte Gas- oder Weingeistlampen die Temperatur des Wassers eine Zeitlang in der Nähe des Siedepunktes constant erhalten und dann die Erniedrigung der Temperatur bis auf ungefähr 55° durch allmähliche Verkleinerung der Flammen erzielen. Ist endlich die Temperatur des Wassers nahezu bis auf die Temperatur der umgebenden Luft gesunken, so kann man eine weitere Erkältung durch vorsichtig eingeworfenes, fein gestossenes Eis bewirken.

Es versteht sich von selbst, daß das Wasser durch eine Holzschaufel, welche jedoch den Stab nicht berühren darf, in Bewegung erhalten wird, damit die Temperatur desselben in allen Theilen des Troges möglichst nahe dieselbe sey.

Statt eines Thermometers in der Mitte des Troges ist es zweckmäßiger, noch zwei weitere Thermometer an den beiden Enden des Troges anzubringen; ich habe jedoch gefunden, daß die Angaben der drei Thermometer meistens wenig von einander differiren.

Wollte man Bestimmungen für Temperaturen bis zu 200 und 300 Graden machen, so müßte man Oel an die Stelle des Wassers setzen und die Lampen entsprechend vergrößern.

Auch zu Vorlesungsversuchen habe ich diesen Apparat benutzt (er ist vorzugsweise zu diesem Zweck construirt worden), indem ich an die Stelle der subjectiven Beobach-

tung durch das Fernrohr die objective Projection der vom Spiegel reflectirten Lichtstrahlen setzte. Zu diesem Zweck war es vortheilhafter, den Spiegel *s* aus der in Fig. 3 und 4 dargestellten Lage um 180° zu drehen, so daß die spiegelnde Fläche in die Stellung kommt, welche seine Rückwand in jenen Figuren einnimmt. Als Lichtquelle diente eine Argand'sche Lampe, vor welcher ein Schirm mit einem 2 Centimeter langen, 3 bis 4 Millimeter breiten Spalt angebracht war. Die Lampe stand ungefähr 9 Decimeter von dem Spiegel entfernt und zwar etwas tiefer als derselbe, wie die schematische Fig. 5 andeutet, in welcher *s* den Spiegel, *q* die Lichtquelle bezeichnet. Das von der Lampe durch den Spalt dringende und vom Spiegel reflectirte Licht wurde durch eine Linse *l* von 9 Decimeter Brennweite aufgefangen, welche 6,5 Decimeter vom Spiegel entfernt aufgestellt war und welche auf einer 2,2 Meter von ihr entfernten vertical gestellten kräftig gezeichneten in halbe Centimeter getheilten Scale das Bild des Spaltes entwarf. Als der Stab kalt im Apparat lag, fiel das Bild auf einen bestimmten Theilstrich, und stieg dann rasch bis zu einem bestimmten Maximum als heißes Wasser in den Trog eingeschüttet wurde.

Der Abwart unseres physikalischen Cabinets, Hr. Edmund Zachmann, welcher den eben besprochenen Apparat angefertigt hat, liefert denselben in mehrfach verbesserter Form, nebst einem Stab von Eisen, einen solchen von Blei und einen von Zink, zum Preise von $24\frac{1}{2}$ Flor. oder 14 Thalern.

Index

to foreign scientific Periodicals contained in the patent office library, printed and published by order of the commissioners of patents

ist der Titel eines seit Juni 1866 zu London in halbmonatlichen Lieferungen erscheinenden Catalogs hauptsächlich der technischen Literatur, der aber auch für die Physiker und Chemiker von großem Nutzen ist, da er vollständige Inhaltsverzeichnisse der bedeutendsten Zeitschriften im Gebiete der Physik und Chemie liefert, leider mit Ausschluss der in englischer Sprache erscheinenden. Wiewohl nun der Catalog durch diese Beschränkung keine Uebersicht über die Gesamtheit der physikalisch-chemischen Literatur gewährt, so ist er doch ein sehr werthvolles Unternehmen, auf welches wir daher nicht unterlassen wollen, die Leser der Annalen aufmerksam zu machen. Die Nützlichkeit des Werkes wird noch dadurch ungemein erhöht, daß demselben am Ende eines jeden Jahrgangs ein vollständiges Sach- und Namen-Register beigegeben ist. — Sehr zu wünschen wäre es, daß ein solcher jährlicher Catalog auf die gesammte mathematisch-naturwissenschaftliche Literatur ausgedehnt würde, gleichsam als fortlaufendes Supplement zu dem von der *Royal Society* begonnenen. Mit der Zeit muß es doch einmal geschehen; es ist ein Bedürfnis, das mit jedem Jahre dringender wird.

Namenregister

zum

Jahrgang 1868.

(Die Bände 133, 134, 135 sind durch III, IV, V bezeichnet).

A.

Alvergnyat, Gebrüder, Ihre absolut luftleeren Röhren III, 191.
— Siehe Wüllner.

B.

Ball, R., Künstl Kimmung IV, 336.
Bauer, K. L., Bedingungen, unter welchen Kubikzoll u. Loth in dieselbe Bezieh. zu einander treten, wie Cubikeentm. u. Gramm III, 189. — Ueber einige auf d. parabol. Wurflinien bezügliche geometr. Oerter u. deren Gebrauch usw. IV, 265 — Einfl. d. Dalton'schen Theorie auf d. barometr. Höhenmessung u. d. Eudiometrie V, 135.
Bauernfeind, C. M., Neue Eigenschaft d. Wollaston'schen Spiegelprisma IV, 169. — Neues Spiegelprisma mit constanten Ablenkungswinkeln IV, 172.
Beetz, W., Elektr. Vibrations-Chronoskop. V, 126.
Bettendorff, A. u. Wüllner, A., Versuche über spec. Wärme allotroper Modificationen III, 293.
Bohn, C., Ueber negative Fluorescenz III, 165.

Bois-Reymond, E. du, Ursprung d. Wortes: Theodolith III, 350.

Briot s. Mees.

Buff, H., Ueber d. Inductionsströme höher. Ordn. IV, 481.

Buliginsky, Ueber d. Capillarität einiger Salzlös. bei verschiedenen Concentrat. IV, 440.

Burckhardt, F., Histor. Notizen (Fluorescenz, Thermometer) III, 680.

C.

Clausius, R., Ueb. d. von Gaufs angeregte neue Auffassung d. elektrodynam. Erscheinungen V, 606.

D.

Derffel, J., Bemerkk. zur »Temperatur« in unserem Tonsystem IV, 298.

Desains, J., Studien über die Steinsalzsäulen u. deren Anwend. usw. IV, 472.

Dub, J., Ueber d. Eintret. d. Sättigungszustandes der Elektromagnete III, 56.

E.

- Edlund, E., Ueber die geringste elektromot. Kraft z. Hervorbring. e. galvan. Lichtbogens III, 353. — Ueb. d. neue elektromotor. Kraft im galvan. Lichtbogen IV, 250. — Experimentell. Beweis, dafs d. elektr. Funke elektromotorisch ist, IV, 337.
- Emsmann, H., Zur Geschichte d. Fluorescenz III, 175. — Ein neues physikal. Experiment (von Kommerell) III, 510.

F.

- Favre, J. A., Studium d. chem. Reactionen mittelst der von d. Säule entleht. Wärme V, 293. — Untersuchung über d. Elektrolyse V, 300.
- Fizeau, H., Ueber d. Ausdehn. starrer Körper (zweite Abhandl.) V, 372.
- Forster, A., Ueb. Darstell. künstl. Leuchtsteine III, 94 u. 228.
- Fugger, E., Aërolithenfall vom 30. Jan. d. J. III, 351.

G.

- Geißler, H., Neue Erfahr. im Gebiete elektr. Lichterscheinungen V, 332.
- Gerland, E., Ueber d. elektromotor. Kräfte zw. Wasser u. enig. Metallen III, 513. — Ueber das Torsionsselektrometer von Kohlrausch IV, 626.
- Gernez, D., Ueber d. Krystallisation hemiëdr. Substanzen IV, 623.
- Goppelsröder, F., Ueb. e. fluorescirende Substanz aus d. Knabholz u. über Fluorescenzanalyse IV, 152.

Graham, Th., Ueb. d. Einsaugung von Wasserstoff durch Metalle IV, 321.

Groth, J., Beiträge z. Kenntn. d. überchlorsaur. u. übermangansaur. Salze III, 193. — Krystallographisch - optische Untersuchungen V, 647.

H.

- Haidinger, W., Meteorsteinfall in Croatien IV, 628.
- Hansen, J. C., Ueber d. sogen. Torricelli'sche Theorem III, 259. — Siehe Sztoczek.
- Hauer, C. v., Ueber d. Hydrate d. Verbind. von schwefels. Kadmiumoxyd u. schwefels. Kali III, 176.
- Hofmann, K., Ueber d. Wechselzersetz. beim Mischen v. Salzlösungen u. über d. Dichtigkeit u. Brechung einiger Salzlösungen III, 575.

J.

Jenzsch, G., Ueber d. Gesetze regelmässiger Verwachs. mit gekreuzt. Hauptaxen am Quarze IV, 540.

K.

- Kirchhoff, G., Ueber d. Einfl. d. Wärmeleit. in einem Gase auf d. Schallbewegung IV, 177.
- Knochenhauer, K. W., Ueber d. Theilung d. Batteriestroms mit Rücksicht auf deren Theorie III, 447 u. 655.
- Kobell, F. v., Ueber typische u. empirische Formeln in d. Mineralogie, IV, 425.

Kohlrausch, F., Ueber die von d. Influenzmaschine erzeugte Elek-
tricitätsmenge V, 120.

Kommerell, s. Emsmann und
Mohr.

Krebs, G., Andere Form des
»schwimmenden Stroms« von A.
de la Rive, III, 186. — Versu-
che über Siedverzögerungen III,
673. — Das Schlagwerk unter d. Luft-
pumpe u. das Merochord IV, 432.
— Neuer Adhäsionsapparat V,
144.

Kremers, P., Ueber d. Aggregat-
zustände d. Verbindd. zweiter
Ordn. III, 498 — Ueber d. rela-
tive Volum derselben IV, 284. —
Ueber d. relative Wärmecapacität
derselben IV, 552.

Külpe, L., Magnet. Compensations-
methode III, 317. — Bestätigung
d. Relation $T = a\sqrt{Q^2}$ mittelst
dieser Methode V, 148. — Ueber
d. gegenseit. Schwächungen d.
magnet. Actionen beim Aufeinan-
derlegen von Lamellen mittelst
dieser Methode V, 151. — Ueber
die Veränder. magnet. Actionen
usw. mittelst dies. Meth. V, 395.
Verstärkungen d. magnet. Action
durch Anlegen von weich. Eisen
usw. V, 410.

Kuhn, C., Ueber d. elektromotor.
Kraft d. Gase V, 331.

Kundt, A., Maximum- und Mini-
mum-Manometer für d. Druckän-
derungen in tönend. Luftsäulen
IV, 563 — Ueber d. Spectren
d. Blitze V, 315. — Untersuchun-
gen über d. Schallgeschwindigkeit
d. Luft in Röhren V, 337 u. 527.
— Veränderte Construct. d. Elek-
trisirmaschine V, 484.

L.

Lang, V. v., Messung d. Anorthits
aus d. Meteorit von Juvenas III,
188. — Orientirung d. Wärmelei-
tungsfähigkeit einax. Krystalle V,
29.

M.

Mach, E., Einfache Demonstrat.
d. Huyghens'schen Principis IV,
310. — Do. d. Schwingungsgesetze
gestrichener Saiten IV, 311.

Magnus, G., Ueber d. Polarisat.
d. Wärme bei 100° u. d. Bewe-
gung bei d. Wärmeleitung IV, 45.
— Ueber d. Diathermansie d. Syl-
vins (Chlorkaliums) IV, 302.

Matthiessen, L. Akust. Versuche,
d. kleinsten Transversalwellen d.
Flüssigkeiten betreff. IV, 107.

Mees, A., Ueber d. von Briot
aufgestellte Dispersionstheorie IV,
118.

Mensbrugghe, G. v. d., Ueber
d. Spannung flüssiger Lamellen
III, 277 u. IV, 455.

Meyer, O. E., Zur Erklär. d. Ver-
suche von B. Stewart u. P. G.
Tait über d. Erwärm. rotirender
Scheiben im Vacuo V, 285.

Mohr, F., Kommerell's neues
physikal. Experiment IV, 312. —
Ueber Steinsalzbildung V, 667.

Morgan, A. de, Ursprung des
Wortes Theodolith III, 349.

Mousson, A., Ueber d. Dilatation
eines am Ende erwärmt. Stabes
III, 311.

Müller, H., s. Warren de la
Rue.

Müller, J., Erwidr. auf e. Aufsatz
von Rheinauer (Siehe diesen)
III, 682. — Neuer Apparat zur
Messung der thermischen Ausdeh-
nung fester Körper V, 672.

Müller, W., Ueber d. Abschwäch.
d. Wirkung d. Gase durch beige-
mengte indifferent. Gase u. durch
bloße Verdünn. III, 336. — Neue
Darstellungsart v. gelbem weichem
Schwefel u. Eigenschaften desselb.
III, 347.

O.

Oberbeck, A., Ueber d. sog.
Magnetisirungsconstante V, 74.

Okatow, M., Anwend. d. allgem. Theorie d. Beweg. e. elast. Stabes auf d. Ableit. d. Differentialgleichungen für d. Petersburger Experimente über d. Elasticitätsmodul d. Metalle V, 260.

356. — Ueber d. Capillaritätsconstanten geschmolzener Körper V, 624.

R.

P.

Paalzow, A., Ueber d. Leitungsvermögen der Flüssigkeiten für Wärme IV, 618. — Bestimm. d. electromotor. Kraft, d. Polarisation u. d. Widerstands geschlossn. galvan. Ketten usw. V, 326.

Pape, C., Ueber d. Verwitterungs-Ellipsoïd u. d. krystallogr. rechtwinkl. Axensystem d. Kupfervitriols III, 364. — Die thermisch. u. chem. Axen im 2 + 1 gliedr. Gyps u. im 1 + 1 gliedr. Kupfervitriol V, 1.

Petersen, Th., Ueber d. Mineralien d. barytischen Erzgänge von Wittichen in Baden IV, 64.

Pincus, Neue galvan. Batterie f. Aerzte u. Physiker V, 167.

Poggendorff, J. C., Ueb. einige Vorgänge bei Entlad. d. Leydner Flasche III, 152. — Untersuch., veranlaßt durch e. von W. Holtz erfundene neue elektr. Röhre IV, 1. — Ueber einen noch wenig untersucht. Fall von Electricitätsleitung d. Glases IV, 304. — Verbesserte Construct. d. Grove'schen Kette IV, 478. — Ueber d. Unabhängigkeit d. Influenzstroms von d. Widerstande leitend. Substanzen IV, 596.

Poppe, A., Ueber d. Gestalt d. Flamme d. Bunsen'schen Brenners V, 330.

Q.

Quincke, G., Ueber d. Capillaritätsconstanten fester Körper IV,

Radau, R., Zur Geschichte und Theorie d. Waagebarometers III, 430.

Rammelsberg, C., Ueber die Ueberjodsäure u. ihre Salze IV, 368 u. 499. — Krystallf. u. opt. Verhalten d. halb-überjodsauren Kalis IV, 536. — Ueber d. volumetr. Jodbestimm. d. Jodsäure, Ueberjodsäure u. deren Salze V, 494.

Rath, G. vom, Vorläufige Mittheil. über e. neue Krystallf. d. Kieselsäure III, 507. — Mineralog. Mittheilungen, sechste Fortsetzung (21. Tridymit, neue krystallisirte Modificat. d. Kieselsäure. — 22. Winkel d. Feldspathkrystalle. — 23. Chem. Zusammensetz. d. Laacher Sanidins — 24. Neue Kalkspathformen aus d. Metaphyr d. Nahe. — 25. Olivin in d. Laacher Sanidin-Auswürflingen. — 26. Olivin-Zwilling vom Vesuv) V, 437 u. 561. — Ueber d. Krystallform v. Salzen einiger vom Phenol sich ableitenden Sulfosäuren V, 591.

Reusch, E., Ueber d. Gutta Percha IV, 315.

Rheinauer, J., Zur Theorie der Waage, über Schwerpunkt u. d. Bahn schief geworfener Körper III, 179. — Antwort auf eine Behaupt. v. J. Müller, V, 335.

Rive, A. de la, Ueber d. magnet. Polarisationsdrehung V, 237.

Robinet, Nöthiges Sauerstoffverhältn. z. Entzünden glimmender Körper IV, 628.

Röber, A., Ueber d. Gesetz d. Magnetisirung d. weich. Eisens III, 53.

Rollmann, W., Künstl. Herstellung von Blitzröhren IV, 605.

— Pseudoskopische Erscheinungen IV, 615.

Rood, O. N., Ueb. eine v. Fresnel aufgestellte Theorie u. über e. Weise, die mittl. Gröfse sehr kleiner Theilchen zu messen IV, 333.

S.

Schrauf, A., Ueber einige Einwände gegen d. Theorie d. Refractions-Äquivalente III, 479. — Ueber d. gleichzeitigen Variationen von specif. Volumen, Krystallgestalt u. Härte IV, 417. — Ueber schiefwinkl. opt. Elasticitätsachsen V, 43.

Schultz, C., Ueber d. sauren u. übersauren Salze d. Schwefelsäure III, 137. — Ueber d. Entlad. d. Elektrizität durch verdünnte Luft V, 249.

Schwanda, M., Ueber die Wirkungen d. Spannungsströme der Holtz'schen Maschine auf Menschen III, 622.

Schwedoff, Th., Ueber die Bedeutung d. Isolatoren in d. Elektrizitätslehre V, 418 u. 495.

Soret, J. L., Ueber d. Sonnenstrahlung IV, 330.

Stewart, B., s. Meyer.

Sztoczek, J., Bemerkk. zu d. Abhandl. v. J. C. Hansen über d. sog. Torricelli'sche Theorem IV, 476.

T.

Tait, J. G., s. Meyer.

Terquem, A., Ueber die chem. Harmonika IV, 468.

Töpler, A., Opt. Studien nach d. Methode d. Schlierenbeobachtung IV, 194.

Tschermak, G., Ein Hilfsmittel z. Entwickl. d. Gleich. d. chem.

Vorgangs bei der Mineralbildung IV, 407.

U.

Unger, F., Die Meermühlen bei Argostoli auf Cephalonia IV, 584.

V.

Villari, E., Ueber einige eigenthüml. elektromagnet. Erscheinungen u. d. Weber'sche Theorie vom Elektromagnetism. III, 322. — Ueber einige Eigenschaften d. mit seinen Fasern parallel oder transversal durchschnitten. Holzes III, 400.

Vogel, H., Neues Photometer zur Bestimmung d. chemisch. Lichtstärke IV, 146.

W.

Waltenhofen, A. v., Ueber d. elektromot. Kraft der Daniell'schen Kette nach absolut. Maafs III, 462. — Neue Methode, die Widerstände galvan. Ketten zu mess. IV, 218.

Warburg, E., Ueber d. Einfl. d. Temperatur auf d. Elektrolyse V, 114.

Warren de la Rue u. H. Müller, Neue constante Kette V, 496.

Wasmuth, A., Neues Pachytrop. III, 677.

Weinhold, A., Vier Aufhängepunkte mit gleicher Schwingungsdauer am Pendel IV, 621.

Wernicke, W., Ueber Vergold. d. Glases z. Herstell. opt. Spiegel III, 183.

Wiedemann, G., Magnet. Untersuchungen V, 177.

Wild, H., Ueber d. Lichtabsorption d. Luft IV, 568 u. V, 99.

Wimmel, Th., Ueber d. Schmelzpunkt d. Fette u. ihr Verhalt. b. Erstarren III, 121.

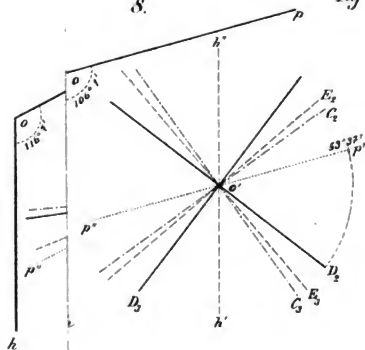
Wüllner, A., Ueber d. Beziehung zwischen Brechungs-Exponenten d. Lichts u. d. Körperdichte III, 1. — Ueber d. erste Darstellung absolut luftleerer Röhren III, 509. — Darstell. e. künstl. Spectrums mit *einer* Fraunhofer'schen Li-

nie V, 174. — Ueber d. Spectra einiger Gase in Geißler'schen Röhren V, 497. — Siehe Bettendorff.

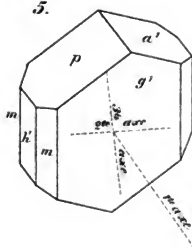
Z.

Zöllner, F., Ueber Farbenbestimmung d. Gestirne V, 59.

8.



5.



9.

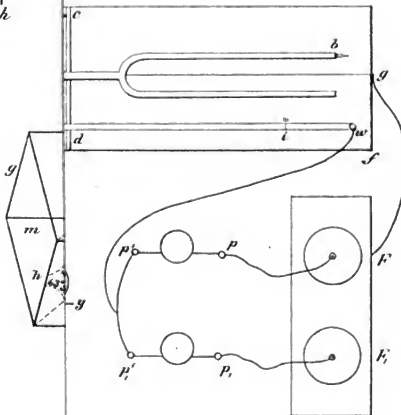
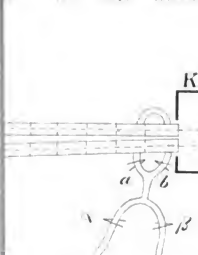


Fig. 2.

b 150 der natürlichen

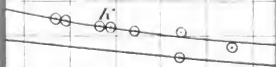
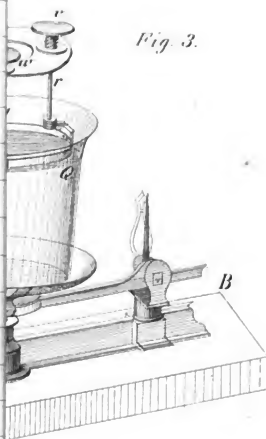


Trockenapparat

Fig. 4.



Fig. 3.



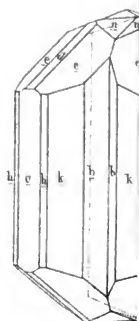
8 Schütze lab. Berlin.

300

400

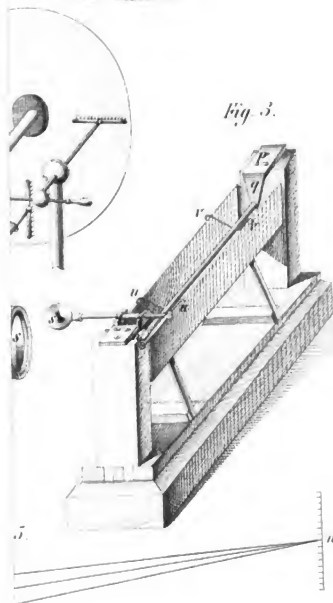
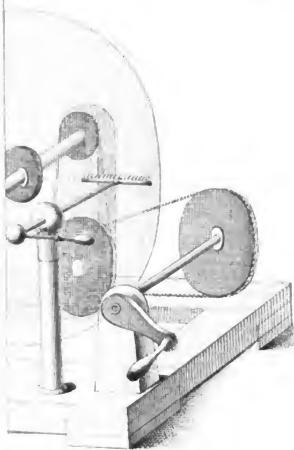
u

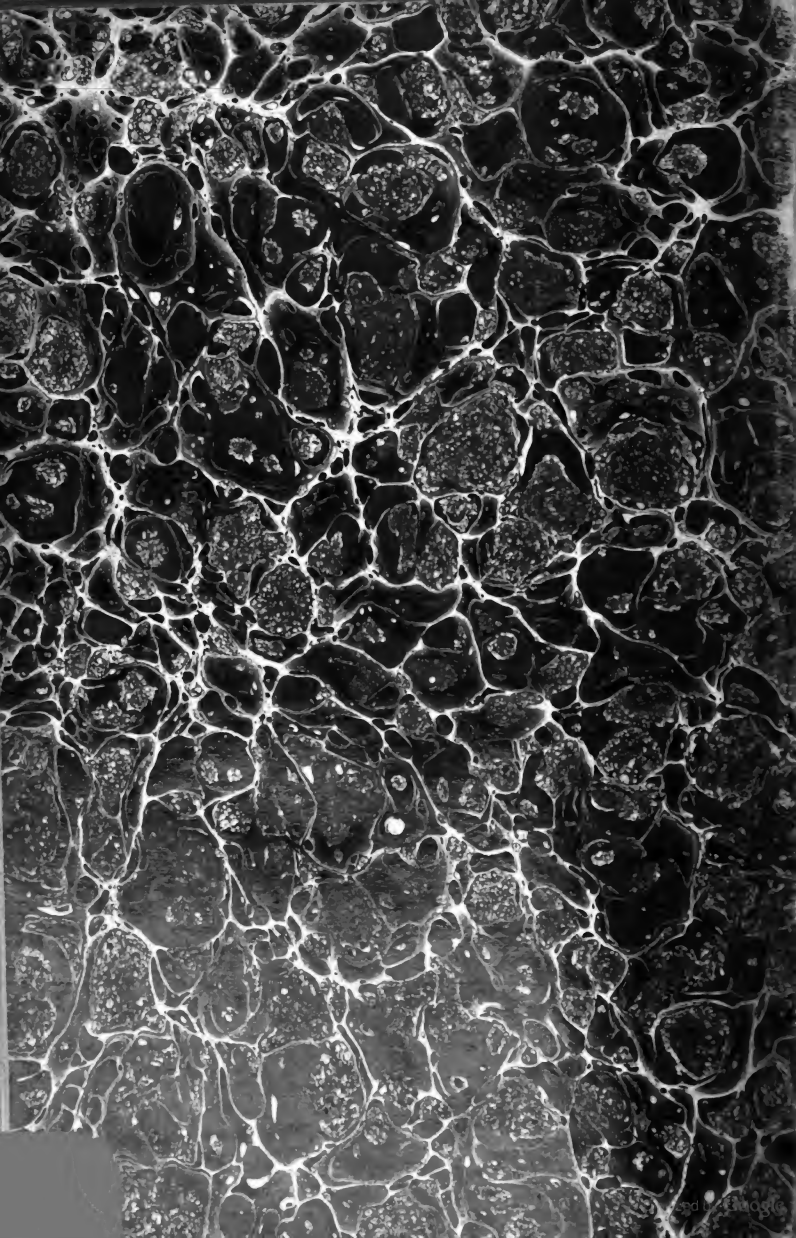
A



14







UNIVERSITY OF MICHIGAN



3 9015 06541 2689

